PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 12. 15. Juni 1916. Redaktionsschluß für No. 13 am 24. Juni 1916. 17. Jahrgang.

INHALT:

Originalmitteilungen:

O. Lehmann, Die öligen Streifen schleimig- und tropfbarflüssiger Kristalle. S. 241.

B. Pogány, Über die Dispersion und Absorption von dünnen Metallschichten. S. 251.

B. Thieme, Flammen als physikalische Apparate. S. 259.

A. van den Broek, Über die Isotopen sämtlicher chemischen Elemente. S. 260.

A. Korn, Über pulsierende Wirbelringe. S. 262.

Besprechungen:

F. Voltz, Röntgenstrahl-Meßeinrichtungen und deren Vergleich. S. 264.

Personalien. S. 264.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Die öligen Streifen schleimig- und tropfbarflüssiger Kristalle.

Von O. Lehmann.

Im März 1888 sandte mir Fr. Reinitzer, damals in Prag (jetzt Prof. d. Botanik in Graz), eine Probe des von ihm zur Ermittelung der chemischen Natur und physiologischen Funktion des Cholesterins hergestellten Cholesterylbenzoats mit dem Ersuchen, aufzuklären, warum diese Substanz seinen Beobachtungen zufolge, auch wenn sie ganz frei ist von Verunreinigungen mit chemisch anders zusammengesetzten Stoffen, eine trübe, farbenschillernde Schmelze liefert, die sich aber bei weiterem Erhitzen klärt. Er vermutete, die Trübung sei bedingt durch dünne farbenschillernde Blättchen einer physikalisch isomeren Modifikation, (so wie von mir öfters Trübungen in klaren harzigen Massen beim Erwärmen durch Ausscheidung kleiner Kriställchen physikalisch isomerer Modifikationen beobachtet worden waren[1]).

In seiner diesbezüglichen Publikation[2]) schreibt Reinitzer: „Die farbenerzeugende Substanz bewirkt . . . auch die Trübung. Sie scheidet sich . . . in Tropfen aus, in denen sich Kristalle vorfinden, und löst sich kurz vor dem Erstarren wieder auf“[1]).

1) O. Lehmann, Progr. d. Mittelsch. i. Mülhausen i. E. 1877; Zeitschr. f. Krist. **4**, 609, 1880. Die betr. Stelle von Reinitzers Brief lautet: „Die Substanz zeigt zwei Schmelzpunkte, wenn man sich so ausdrücken darf. Bei 145,5° schmilzt sie zunächst zu einer trüben, jedoch völlig flüssigen Flüssigkeit. Dieselbe wird erst bei 178,5° plötzlich völlig klar. Läßt man sie nun auskühlen, so tritt zunächst eine violette und blaue Farbenerscheinung auf, die aber rasch verschwindet, worauf die Masse milchig trübe wird, aber flüssig bleibt. Beim weiteren Abkühlen tritt dann abermals die violette und blaue Farbenerscheinung auf, und gleich darauf erstarrt die Substanz zu einer weißen, kristallinischen Masse. Durch Beobachtung unter dem Mikroskop läßt sich leicht folgendes feststellen. Beim Abkühlen treten zuerst sternförmige, später große prachtvolle nadlige (Kristall-)Aggregate auf; die ersteren bewirken die Trübung. Beim Schmelzen der festen Substanz zur trüben Flüssigkeit wird die Trübung jedoch nicht durch Kristalle, sondern durch eine Flüssigkeit bewirkt, welche in der geschmolzenen Masse **ölige Streifen** bildet und bei gekreuzten Nikols hell erscheint.“ (Gesperrtes ist von mir hervorgehoben. O. L.)

2) Fr. Reinitzer, Sitz.-Ber. d. Wien. Akad. **97** (1), 183. 1888.

1) W. Voigt (diese Zeitschr. **17**, 77, 1916) berichtet über diese Stelle, wie es ähnlich auch von andern geschehen ist, mit folgenden Worten; „Reinitzer fand, daß Cholesterylbenzoat in zwei flüssigen Phasen existiere . . . Die erste Phase, die sich bei Beobachtung dünner Schichten mit freiem Auge trübe darstellte, erwies sich nun im Polarisationsapparat ziemlich stark doppeltbrechend.“ Wäre das zutreffend, so hätten diejenigen recht, welche mich der Willkür in historischer Darstellung beschuldigen (Johnsen, Besprechung, diese Zeitschr. **12**, 461, 1911; W. Nernst, Theoret. Chemie, 7. Aufl., S. 666 u. a.); ich darf deshalb nicht dazu schweigen. Eine Phase ist nach Definition (Gibbs 1876) eine homogene Substanz. Eine milchartige Emulsion, als welche sich Reinitzer die trübe Schmelze vorstellte, ist also keine Phase. Er betrachtete den flüssigen Hauptteil dieser Emulsion als identisch mit der klaren flüssigen Phase, somit kann nicht davon gesprochen werden, er habe die trübe Schmelze als zweite flüssige Phase betrachtet. Man könnte freilich sagen, die von ihm beobachteten „öligen Streifen“ seien eine zweite Phase. Auch das trifft nicht zu, denn dieselben sind identisch mit der Flüssigkeit, in welcher sie suspendiert sein sollen, es handelt sich um eine optische Täuschung. Daß die trübe Schmelze eine homogene doppeltbrechende Flüssigkeit ist und die scheinbar darin suspendierten Kriställchen und öligen Streifen lediglich Strukturstörungen, ist das Ergebnis meiner Beobachtungen. Der Briefwechsel mit Reinitzer, der vollständig erhalten ist, hat im Gegensatz zur Auffassung von W. Voigt zu dieser Aufklärung nichts beigetragen. Sicherlich hätte Reinitzer, wenn er durch spätere Versuche zur Erkenntnis gekommen wäre, die Emulsionstheorie sei unrichtig, die diesbezügliche Stelle seiner Publikation richtig gestellt. Er hat aber ausdrücklich weitere Untersuchungen mir allein anheimgegeben und erst mehr als ein Jahr nach Abbruch des Briefwechsels bin ich auf Grund fortgesetzter experimenteller Studien zur neuen Auffassung gelangt. Auch die später von andern ausgeführten Prüfungen der Emulsionstheorie, welche deren Unhaltbarkeit ergeben haben, haben nichts dazu beigetragen, meine Ansicht zu befestigen. W. Voigt gibt selbst an, ich hätte eine Menge von Beobachtungen gemacht, die nicht genügend berücksichtigt worden seien. Der Umstand, daß alle diese Beobachtungen über Form, Struktur und Verhalten der flüssigen Kristalle vom Standpunkt der Emulsionstheorie in keiner Weise gedeutet werden konnten, war mir ein viel zuverlässigerer Beweis

Da ich zunächst nur Reinitzers Beobachtungen bestätigen konnte, und deshalb ebenso wie er der Meinung war, es handle sich um Ausscheidung einer physikalisch-isomeren Modifikation oder zweier solcher in Form feiner Kristallchen oder Tröpfchen (öliger Streifen) aus der isotropen Schmelze, so war meine erste Ansicht über die Doppelbrechung der „öligen Streifen" die, es handle sich um die von Vogelsang[1]) als „Fluidaltextur" bezeichnete Parallelrichtung feiner in einer zähen Flüssigkeit suspendierter doppeltbrechender Nädelchen oder Blättchen bei Strömung derselben infolge Geschwindigkeitsdifferenzen[2]), zumal nach Reinitzers Mitteilung die von ihm beobachteten, die Trübung veranlassenden sternförmigen, d. h. zentralfasrigen Aggregate leicht zerbröckeln, also in Fäserchen zerfallen sollten. Ich selbst konnte solche freilich nicht beobachten, sie mochten aber bei den mir zur Verfügung stehenden Vergrößerungen nicht mehr einzeln sichtbar sein. Jedenfalls stand mit dieser Auffassung das Verhalten der obigen Streifen im polarisierten Lichte scheinbar in Einklang[3]).

Ebenso wie Reinitzer, Quincke, Tammann, Rotarski, Nernst, Wulff, Bose, Dießelhorst u. a. hätte ich mich wohl mit der Annahme der Heterogenität beruhigt, wenn nicht die zahlreichen Studien mittels meines Kristallisationsmikroskops vorangegangen wären. Dazu gehört insbesondere die Entdeckung wahrer Plastizität bei Kristallen von Ammoniumnitrat[4]), d. h. der Fähigkeit dieser Kristalle ebenso wie amorphe pechartige Stoffe, also unter Störung des Raumgitters (welche optisch und durch Wachstumsstörung [Krümmung] nachgewiesen wurde) bei konstantem Kraftüberschuß über die Elastizitätsgrenze mit einer diesem proportionalen Geschwindigkeit zu fließen[1]).

Genaue quantitative Untersuchungen von W. Voigt[2]), die kurz zuvor angestellt worden waren, hatten ergeben, daß sich Steinsalz durchaus anders verhält. Sowie die Deformation einsetzt, die, wie E. Reusch[3]) bewiesen glaubte, sich ohne Raumgitterstörung, lediglich durch Parallelverschiebung längs der Rhombendodekaederflächen vollzieht, kommt sie sofort wieder, wegen automatischer Erhöhung der Elastizitätsgrenze, zum Stillstand, falls nicht auch die Kraft erhöht wird, was aber wieder weitere Verfestigung bedingt, wie man solche schon früher bei Metallen beobachtet hatte, so daß wahres Fließen wie bei zähen amorphen Stoffen unmöglich wird.

Bei Ammoniumnitrat beobachtete ich eine solche Verfestigung, die, wie auch das Auftreten doppeltbrechender Streifen im Steinsalz und das Verhalten des Kalkspats[4]) wahrscheinlich macht, auf teilweiser Umwandlung der Moleküle durch Schubkräfte[5]) beruht, allerdings ohne feinere Messung nicht[6]), und regulär kristallisiertes Jodsilber schien unter Umständen sogar ähnlich wie Öl zu fließen[7]).

Zu der Vorstellung, die Eigentümlichkeiten des kristallisierten und des flüssigen Zustandes, welche sich nach der alten allgemein üblichen Identitätstheorie der Aggregatzustände gegenseitig ausschließen sollten, könnten gleichzeitig bei demselben Körper vorhanden sein, haben aber nicht diese Beobachtungen für sich allein geführt, sondern die eingehenden Studien über Aggregatzustände, welche man in meinem Buche Molekularphysik (Bd. 1, 1888; Bd. 2, 1889) zusammengestellt findet. Während die (auch von W. Gibbs und J. H. van t'Hoff angenommene) Identitätstheorie der Polymorphie in polymorpher Umwandlung lediglich eine Raumgitterände-

von deren Unhaltbarkeit, wie alle sonstigen Versuche, Richtkräfte, wie ich sie beobachtete, sind zwischen suspendierten Kriställchen oder Tröpfchen nie beobachtet worden. Bezüglich der Literatur verweist W. Voigt auf die Schrift von Vorländer. Da ich mit dessen Ansichten in manchen Punkten durchaus nicht einverstanden bin (siehe diese Zeitschr. 15, 617, 1914), möchte ich auf die Zusammenstellung meiner Arbeiten in J. Fricks Phys. Technik, 7. Aufl., Bd. II (2), S. 2067 u. ff. verweisen, in welchem Buche auch Anleitung gegeben ist, wie die flüssigen Kristalle dem gewöhnlichen physikalischen Lehrgang eingegliedert werden können (ebenda, Register S. 2039). Daß W. Voigt selbst nicht der Meinung ist, Reinitzer habe bereits den Begriff der flüssigen Kristalle, zu welchem ich schon früher auf anderem Wege gelangt war, zur Deutung der Erscheinungen bei seinen „trüben Schmelzen" benutzt, geht deutlich aus der Einleitung seines Berichts hervor, der im übrigen für mich besonders insofern von hohem Werte ist, als der hervorragendste Forscher auf dem Gebiete der Kristallphysik darin erklärt, meine Ansichten seien im Grunde mit seinen Ergebnissen recht wohl vereinbar.

1) Vogelsang, Philosophie der Geologie 1867, 138.
2) Siehe auch H. Dießelhorst u. H. Freundlich, diese Zeitschr. 17, 117, 1916.
3) O. Lehmann, Molekularphysik 2, 221, 1889.
4) Derselbe, Diss. Straßburg 1876; Zeitschr. f. Krist. 1, 107, 110, 1877; Molekularphysik 1, 64, 1888.

1) Siehe auch O. Lehmann, Verh. d. D. phys. Ges. 15, 413, 1913; J. Frick-O. Lehmann, Physik. Technik, 7. Aufl., II (2), 1326, 1909. Ann. d. Phys. 1916, im Druck.
2) W. Voigt, Diss. Königsberg 1874, Wied. Ann. 53, 51, 1894.
3) E. Reusch, Pogg. Ann. 132, 442, 1867.
4) W. Voigt, Wied. Ann. 67, 208, 1899.
5) Förstner, Zeitschr. f. Krist. 9, 348, 1884; O. Lehmann, Wied. Ann. 25, 173, 1885; Ann. d. Phys. 21, 381, 1906; E. Cohen, Zeitschr. phys. Chem. 71, 304, 1910; O. Lehmann, Ann. d. Phys. 1916, im Druck.
6) Vgl. auch G. Tammann, Ann. d. Phys. 7, 198, 1902, der gleichmäßigen Ausfluß von Ammoniumnitrat beobachtete, so lange Umwandlung, die nach meiner Theorie der molekularen (physikalischen) Isomerie eine Umwandlung der Moleküle ist, nicht eintrat.
7) O. Lehmann, Wied. Ann. 24, Taf. I, Fig. 27, 1885; Die neue Welt der flüssigen Kristalle, 1911, S. 105.

rung, also eine Änderung der Aggregation der Moleküle ohne Änderung der Moleküle selbst sah, welcher sich die innere Reibung entgegenstellen mußte, so daß die Übergangstemperaturen für Umwandlung im einen und andern Sinne verschieden sein mußten, fand ich (wieder zuerst bei Ammoniumnitrat) Gleichheit dieser Temperaturen für den Fall der Berührung beider Modifikationen analog der Gleichheit von Schmelz- und Erstarrungspunkt[1]) und Verwandtschaft mit der Dissoziationstemperatur von Molekularverbindungen. Waren aber die fünf festen Modifikationen des Ammoniumnitrats durch die Beschaffenheit ihrer Moleküle verschieden, warum sollte dies nicht auch für die Schmelze gelten? Sollte ein Stoff nicht auch zwei oder mehr flüssige Modifikationen (Schmelzen) haben können? Die Identitätstheorie gab nur die Möglichkeit einer flüssigen Phase zu; ich war geradezu genötigt, nach Fällen zu suchen, in welchen zwei oder mehr flüssige Phasen auftraten.

Der Identitätstheorie gemäß mußten sich bei der Erstarrung die im Flüssigkeitszustande regellos orientierten Moleküle zu einem regelmäßigen Punktsystem ordnen. Dieses war charakteristisch für den festen kristallisierten Zustand. Nun fand ich, daß Salmiak Kristalle im Widerspruch mit der damals gültigen Lehre von der Isomorphie Moleküle fremder, ein anderes Raumgitter anstrebender Stoffe (wie z. B. Eisenchlorid) in gleichmäßiger Verteilung wie bei Lösungen aufnehmen kann und daß dadurch ihr Raumgitter gestört, ihre Gestalt verkrümmt werde[2]). Ist aber Störung des Raumgitters möglich, sind dann nicht auch Übergänge vom kristallisierten zum flüssigen Zustand denkbar? Könnten nicht anisotrope Schmelzen existieren?

Mit diesen Fragen beschäftigte sich sonst niemand, da sie auf Grund meiner Beobachtungen entstanden waren, die in der zusammenfassenden Literatur keine Berücksichtigung fanden, weil im Widerspruch mit den in allen Schulen gelehrten Fundamentalsätzen der Identitätstheorie. Mich aber brachte fortgesetztes Nachdenken darüber in Verbindung mit Versuchen, die Stoffe durch Zusatz eines Lösungsmittels zu trennen[3]) zu der Vermutung, Reinitzers „isotrope Flüssigkeit", in der Kriställchen und Tröpfchen schweben sollten, sei keineswegs eine solche Emulsion, sie sei auch nicht, wie er annahm, identisch mit der klaren Schmelze, sondern eine zweite flüssige Phase[4]) und zwar eine doppeltbrechende, also kristallinisch-flüssige; ihre „Isotropie" sei eine optische Täuschung — ich nannte die Flüssigkeit deshalb „pseudoisotrop" —, weil sich infolge Anschmiegung der blättchenförmigen Moleküle an die Glasfläche — einer bis dahin unbekannten, auch heute noch in keinem Lehrbuch erwähnten Wirkung der Adsorptionskraft — die optische Achse in die Schichtung einstellt[5]). Trübung und Farbenschiller waren freilich durch die neue Annahme nicht aufgeklärt; und schon aus diesem Grunde wurde letztere verworfen, zumal die beiden Eigentümlichkeiten nur erklärlich schienen vom Standpunkt von Reinitzers Emulsionstheorie, die von ihm nicht zurückgenommen wurde.

Noch zahlreiche Untersuchungen an anderen Stoffen, insbesondere bei Ammoniumoleathydrat, dessen Myelinformen, die ich schon früher untersucht hatte, ebenfalls nur nach der Emulsionstheorie erklärbar schienen, bei welchem ich aber zuerst flüssige Kristalle beobachtete, waren erforderlich, bis es mir gelang, nachzuweisen, daß die Trübung von Reinitzers Schmelze lediglich bedingt ist durch (konische) Strukturstörungen (Zwillingsbildungen[3])).

Ebenso erkannte ich erst auf Grund meiner Entdeckung, daß Cholesterylkaprinat in zwei flüssig-kristallinischen Phasen auftritt, daß der Farbenschiller auf Mischung zweier solcher physikalisch-isomerer Modifikationen beruht[4]).

Was Reinitzers „ölige Streifen" anbelangt, so glaubte ich sie anfänglich als Stellen auffassen zu sollen, wo die blättchenförmigen Moleküle senkrecht zum Glase stehen[5]). Fortgesetzte Untersuchungen ergaben, daß dies nicht zutreffen kann; somit ging ich zu der nächst-

1) O. Lehmann, Zeitschr. f. Kristallogr. 1, 97, 1877; Ann. d. Phys. 21, 181, 1906.

2) Derselbe, Zeitschr. f. Kristallogr. 8, 433, 1883; N. Jahrb. f. Min. 1915 (2), 109.

3) Derselbe, Zeitschr. f. phys. Chem. 4, 469, 1889.

1) Das Wort „Phase" ist erst zwei Jahre nach meinen Arbeiten über Ammoniumnitrat eingeführt worden.

2) O. Lehmann, Die neue Welt der flüssigen Kristalle S. 196; W. Voigt, diese Zeitschr. 17, 81, 1916 faßt meine Beobachtungen Heidelb. Sitzb. 1911 Nr. 22 Taf. 2, Fig. 16, u. Taf. 3 Fig. 17 u. 18 unrichtig auf. Die optischen Achsen liegen radial, nicht parallel der Rohrachse; auch hat nicht, wie er angibt, Vorländer, sondern F. Wallerant, Compt. rend. 143, 555, 1906 zuerst die Ringe im konvergenten Licht beobachtet.

3) Derselbe, Ann. d. Phys. 48, 739, 1915.

4) Derselbe, Zeitschr. f. phys. Chem. 56, 750, 1906; diese Zeitschr. 11, 575, 1910. Die Angabe von W. Voigt, Referat S. 87, nach welcher Vorländer die Dimorphie flüssiger Kristalle entdeckt haben soll, ist unzutreffend (vgl. Zeitschr. phys. Chem. 73, 607, 1910). Auch diese neue Beobachtung wurde angeregt durch meine oben erwähnten Betrachtungen über die Möglichkeit mehrerer flüssiger Phasen, die mich in Verbindung mit langer Übung im Beobachten von Umwandlungserscheinungen eine kaum bemerkbare plötzliche Änderung der Trübung von Cholesterylkaprinat gleich richtig deuten ließ.

5) Derselbe, diese Zeitschr. 7, 580, Fig. 2, 1906.

weniger einfachen Annahme über, die Blättchen seien schief gerichtet[1]). Das genaue Studium der Strukturstörungen bei einfachen Kristallindividuen ergab sodann, daß auch diese Annahme noch zu einfach ist, daß es sich vielmehr um eine besondere Art konischer Strukturstörungen handelt[2]), bedingt durch Hemimorphie der Moleküle.

Bei Zeichnung der Figuren a. a. O. ist leider ein Versehen unterlaufen, auf welches ich erst aufmerksam wurde, als Korrektur nicht mehr möglich war. Die Figuren 48 und 49, welche Durchschnitte durch eine infolge der Absorptionskraft der begrenzenden Glasflächen homogen halbisotrop gewordene Schicht, die am Rande rechts von einem öligen Streifen eingesäumt ist, darstellen sollten, die erste, indem sie die Richtung der optischen Achse für jede Stelle angibt, die zweite die Lage der blättchenförmig[3]) gedachten Moleküle, müssen durch Fig. 1 und Fig. 2 ersetzt werden. Dementsprechend muß

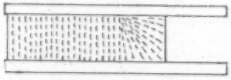


Fig. 1.

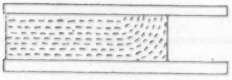


Fig. 2.

auch der letzte Satz auf S. 758, welcher sich auf glatte ölige Streifen inmitten einer solchen halbisotropen Schicht bezieht, geändert werden, d. h. die Struktur derartiger öliger Streifen ist nach gleicher Darstellungsart die in Fig. 3 bzw. Fig. 4 gezeichnete.

Aus den Versuchen bei einfachen schleimig-

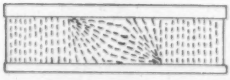


Fig. 3.

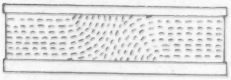


Fig. 4.

1) O. Lehmann, diese Zeitschr. **11**, 582, Fig. 13, 1910.
2) Derselbe, Ann. d. Phys. **48**, 725, 1915.
3) Derselbe, diese Zeitschr. **15**, 617, 1914.

flüssigen Kristallen[1]) folgt nun, daß diese Anordnung nur dann stabil ist, wenn, wie in Fig. 5, die Orientierung der als hemimorph (schalenartig) zu denkenden blättchenförmigen Moleküle zu beiden Seiten des öligen Streifens, d. h. in den beiden halbisotropen Schichten, welche dort aneinander grenzen, eine gleichsinnige ist. Im entgegengesetzten Fall, wie ihn Fig. 6[2]) schema-

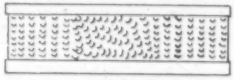


Fig. 5.

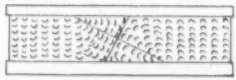


Fig. 6.

tisch darstellt, muß sich eine Kette von konischen Störungen bilden, wie a. a. O. in Fig. 58 und 59 bereits dargestellt wurde, aber ohne nähere Begründung. Der Grund ist, wie man sieht, der, daß sich die Zwillingsebene in Fig. 6 in eine Serie sich berührender Kreisflächen zerteilen muß, welche die Basisflächen der entstehenden doppeltkonischen Störungen sind, wobei aber die Achsen der Kegel, da sie sich gegenseitig beeinflussen, nicht gerade bleiben, wie in Fig. 7, sondern nach Herstellung des

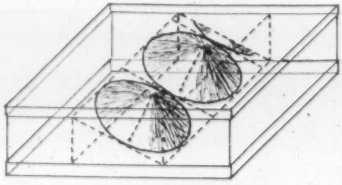


Fig. 7.

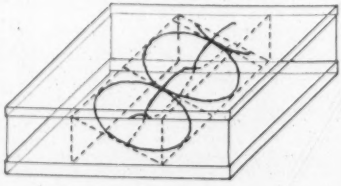


Fig. 8.

1) O. Lehmann, Ann. d. Phys. **48**, 740, 1915.
2) Die Lage der Moleküle an der Zwillingsebene ist hier nicht entgegengesetzt wie bei der Fig. 13 a. a. O., die der vorangehenden Fig. 11 entspricht, während Fig. 6 (oben) den Übergang zur Fig. 14 (a. a. O.) bildet.

Gleichgewichts ebenfalls Kreise bilden, die mit den genannten verschlungen sind, wie Fig. 8 darstellt. Die Fig. 9 zeigt solche aus verketteten konischen Störungen bestehende „ölige Streifen" in natürlichem, Fig. 10 bzw. 11 in polarisiertem Licht; Fig. 12 bietet die Ansicht einer halbisotropen Schicht, welche sowohl einen breiten glatten öligen Streifen enthält, wie einen kettenförmigen. Zwischen gekreuzten Nikols ist das Aussehen eines öligen Streifens der letzteren Art natürlich entsprechend kompliziert, wenigstens bei Para-

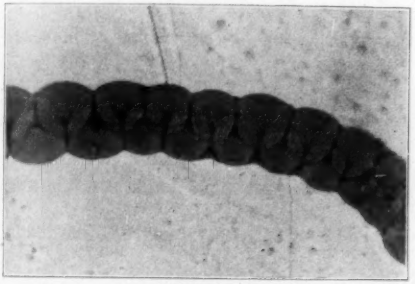


Fig. 9.

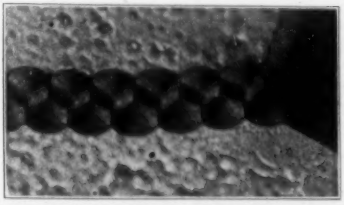


Fig. 10.

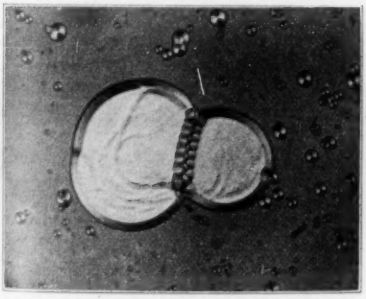


Fig. 11.

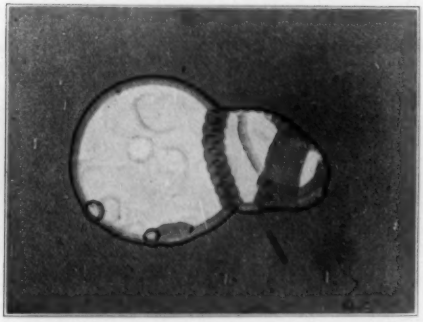


Fig. 12.

azoxyzimtsäureäthylester in Olivenöl (oder besser Cholesteryloleat), auf welchen sich die wiedergegebenen Figuren beziehen. Bei Ammoniumoleathydrat kann sich die Verkettung lösen, so daß scheinbar eine Aneinanderreihung von Sphärokristallen entsteht[1]), die in Wirklichkeit einzelne konische Störungen sind.

Das Auftreten öliger Streifen bei tropfbarflüssigen Kristallen beobachtete ich zuerst bei halbisotropen Schichten einer Mischung von Dibenzalbenzidin und Äthoxybenzalaldazin mit Kolophonium, die längere Zeit erhitzt war und sich dadurch chemisch geändert hatte[1]). Spätere Versuche ergaben, daß an Stelle des schwer zu beschaffenden Äthoxybenzalaldazins auch Anisaldazin treten kann[2]). Nimmt man etwa 2 Teile Dibenzalbenzidin und 1 Teil Anisaldazin und soviel Kolophonium als nötig ist, einzelne Kristalltropfen zu erhalten, so erscheinen letztere infolge der zahlreichen öligen Streifen (von fast genau gleichmäßiger Breite) mehr oder minder fein schraffiert, oft so fein, daß das Vorhandensein der Schraffierung auch bei stärkster mikroskopischer Vergrößerung nur durch das Auftreten von Beugungsfarben erkennbar ist[3]) Betrachtet man einen feinen Lichtpunkt durch ein solches Präparat, so erscheint dieser umgeben von prächtigen ringförmigen Beugungsspektren (innen blau, außen rot).

1) O. Lehmann, Flüssige Kristalle, 1904, Taf. 9, Fig. 6.

1) O. Lehmann, a. a. O., Taf. 29, Fig. 4.

2) Da bei den anzuwendenden Temperaturen gewöhnliche Objektträger leicht zerspringen, verwende ich solche aus Quarz- oder Tempaxglas.

3) Zahlreiche Abbildungen findet man a. a. O. Taf. 27 bis 35.

Indem man die Menge des Anisaldazins vergrößert und die des Kolophoniums vermindert oder an dessen Stelle Öl verwendet, kann man alle Übergänge zu den gewöhnlichen Kristalltropfen des Anisaldazins erhalten, die sich nicht wesentlich von denjenigen des Paraazoxyphenetols und -anisols unterscheiden. Die öligen Streifen gehen dabei in die Schichtung der großen Mischkristalltropfen, die ich früher bereits eingehend beschrieben habe[1]), sowie in die ebenfalls früher beschriebenen „Grenzlinien“[2]) über.

Aus meinen neuesten Versuchen ging hervor, daß letztere identisch seien mit der Zwillingsebene einfacher Kristalltropfen[3]). Ebenso wie bei den öligen Streifen der schleimigflüssigen Kristalle ist somit auch bei den tropfbar-flüssigen eine Zwillingsanordnung der Moleküle, welche durch fremde Beimischungen begünstigt wird, die eigentliche Ursache der Strukturstörungen. Zu deren klarer Erkenntnis muß man von einfachen Kristalltropfen mit geringer Beimischung ausgehen. Dabei zeigte sich folgendes.

Die Zwillingsfläche, welche bei reinen Kristalltropfen eine Ebene senkrecht zur Symmetrieachse (dem „Faden“) durch die Mitte des Tropfens ist (Fig. 13), verbiegt sich bei geringer Beimischung entsprechend der Rotationsrichtung, wie Fig. 14 zeigt, wobei der Rand der Zwillingsfläche auf der Rückseite punktiert angedeutet ist. Der beim normalen Tropfen in den Polen, den Enden der Symmetrieachse, endigende Faden wird nach beiden Seiten auf der Oberfläche des Tropfens in die entstandenen Ausbuchtungen der Randlinie der Zwillingsfläche hineingezogen, wie Fig. 15 von oben gesehen zeigt. Damit ist eine entsprechende Änderung der Struktur, somit auch der im Tropfen erscheinenden Schlieren

Fig. 13.

Fig. 14.

Fig. 15.

verbunden, da von diesem Faden die Molekülreihen annähernd radial in Ebenen senkrecht zum Faden bis zur Zwillingsfläche sich hinziehen. Im Innern behält der Tropfen in der Nähe des Fadens seine Struktur; der Einfachheit halber kann man sich die Hälfte der Zwillingsfläche in der Mitte des Tropfens unverändert denken, den Rest gewissermaßen aus den geraden Linien zusammengesetzt, die von den Randpunkten des ungeänderten Teils der Fläche nach den entsprechenden Punkten des Umfangs des verbogenen Teils auf der Tropfenoberfläche verlaufen. Natürlich ist in Wirklichkeit die Fläche stetig gebogen.

Fortgesetzte Verdrillung infolge zunehmender Menge der Beimischung verwandelt den Rand der Zwillingsfläche in eine auf der Oberfläche der Kugel liegende doppelgängige Spirale, wie Fig. 16 von der Seite und Fig. 17 von oben gesehen zeigen, wobei sich auch der Faden (in

Fig. 16.

Fig. 17.

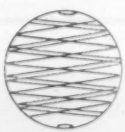


Fig. 18.

der Figur durch eine Doppellinie angedeutet) zu einer zwischen deren Gängen liegenden Doppelspirale auszieht. Vermutlich verschwindet dabei der axiale Teil des Fadens und der ebene Rest der Zwillingsfläche ganz, die Struktur setzt sich nach dem Innern in der durch den Verlauf der Zwillingsfläche, (die aus von den Punkten des spiraligen Umfangs radial in die Tiefe gehenden Geraden gebildet gedacht werden kann) und den Verlauf des an der Oberfläche liegenden Fadens bedingten Weise fort. Bei kleinen freien Tropfen sieht man bei passender Lage deutlich die auf der Rückfläche in entgegengesetzter Neigung verlaufenden Spiralen durchschimmern (Fig. 18). Hieraus folgt, daß, wenn man den Tropfen umkehrt, so daß die Unterseite nach oben kommt, der Windungssinn der Spiralen wieder der in Fig. 16 und 17 gezeichnete ist. Die Verdrehung des Tropfens erfolgt also so, wie wenn die Unterseite gegen

1) O. Lehmann, diese Zeitschr. **12**, 540, 1911; Sitz.-Ber. d. Heidelb. Akad. 1911, Nr. 22, Taf. 8; Ann. d. Phys. **35**, 219, 1911.

2) Derselbe, Ann. d. Phys. **2**, 682, 1900; Flüssige Kristalle 1904, Taf. 17—19; Ann. d. Phys. **39**, 105, 1912.

3) Derselbe, Ann. d. Phys. **35**, 213, 1911; **39**, 80, 1912; **48**, 186, 765, 1915; W. Voigt, Referat S. 160 u. Gött. Nachr. 1916, 11. März glaubt die von uns bei Kristalltropfen beobachteten Erscheinungen (dunkles Kreuz, Quadrantenfärbung usw.) erklären zu können durch die Annahme, ein solcher Tropfen verhalte sich wie ein kugelförmiger einachsiger Kristall, welcher zugleich dichroitisch sei und die Polarisationsebene drehe. Das ist aber schon aus dem Grunde nicht möglich, weil bei Pressung des Tropfens zu einer flachen planparalleien Platte im parallelem Licht dieselben Erscheinungen auftreten. Eine wesentliche Rolle bei der Aufklärung spielte meine Entdeckung, daß sich die Molekülachsen in die Richtung der Kraftlinien zu begeben suchen. Nach W. Voigt, diese Zeitschr. **17**, 130, 1916, könnte man glauben, ich hätte nur die Drehung von Tröpfchen betrachtet, die ja gar nicht merkwürdig war. Dies ist durchaus nicht der Fall, vgl. diese Zeitschr. **13**, 556, 1912.

die Oberseite gedreht würde. Meine früher geäußerte Vermutung[1]), die Verdrillung sei die Folge der durch die Temperaturdifferenz von Unter- und Oberseite bedingten Flüssigkeitsströmung, insofern diese wegen Anisotropie der Reibung die Oberfläche gegen die innere Masse zu verdrehen sucht, weil letztere infolge ihrer Trägheit oder wegen Adhäsion am Glase nicht zu folgen vermag, ist also unzutreffend. Das Rotationsbestreben der Tropfen kann überhaupt nicht die Ursache der Verdrillung sein, weil sich diese in gleicher Weise auch bei den kleinsten freischwebenden beständig rollenden Tröpfchen zeigt, bei welchen Temperaturunterschiede oder Adhäsion gänzlich fehlen und weil die Ganghöhe der Spiralen durch das Mischungsverhältnis der Stoffe bedingt ist. Die Kräfte, welche die Verdrillung bewirken, sind augenscheinlich die Richtkräfte der Moleküle, welche normale Struktur anstreben, aber hieran durch die fremde Beimischung gehindert werden. Bei großen flachen auf dem Glase aufliegenden Tropfen fällt die Struktur der Unterseite fort, da sich dort die blättchenförmigen Moleküle, abgesehen von nächster Nähe der Zwillingsfläche, dem Glase anschmiegen. Letztere erhält in solchem Falle die Form eines hochkant stehenden, spiralig gewundenen Bandes, dessen Breite gleich der Dicke des Tropfens ist (Fig. 19). Bei

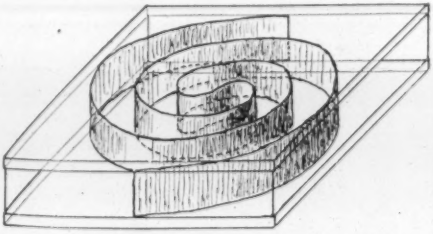


Fig. 19.

der Stellung Fig. 17 erscheint das Band in Form paralleler gerader Lamellen. Nur am freien Rande des Tropfens sind diese Lamellen um 90° gedreht (Fig. 20) und bei konkaver Form der Randkurve ist ihr Abstand oft erheblich gemindert, sofern sie senkrecht dazu verlaufen (Fig. 21), was aber nicht immer der Fall ist.

Werden, was bei Verminderung der Beimischung von Kolophonium und bei längerem starken Erwärmen infolge chemischer Veränderung von selbst eintritt, die Abstände der Zwillingsbänder sehr groß, so daß man deutlich ihre oberen und unteren Kanten sehen kann,

1) O. Lehmann, Flüssige Kristalle 1904, S. 73.

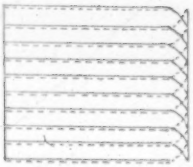


Fig. 20.

so verschwinden die zwischenliegenden Fäden und Reste von Kern- und Konvergenzpunkten (in der Schrichtung, also in Projektion erscheinende Fäden), fast das ganze Gebiet zwischen zwei Grenzflächen wird einheitlich halbisotrop,

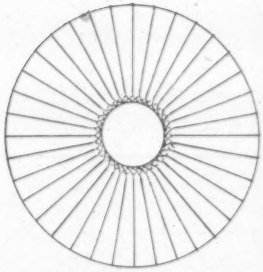


Fig. 21.

indem sich die Blättchenmoleküle dem Glase anschmiegen, die optische Achse also sich senkrecht zu diesem stellt.

Bei ausgedehnten, durch Zusammenfließen mehrerer Tropfen gebildeten Schichten zeigt

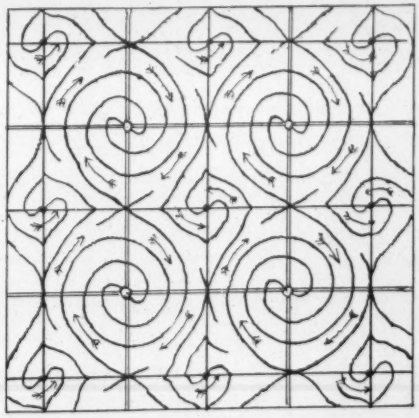


Fig. 22.

sich im einfachsten Falle eine gesetzmäßige Anordnung der Spiralen zu einem quadratischen Netz, wie Fig. 22 andeutet. Die Spiralen, welche ebenso gewunden sind wie die einfacher Tropfen, scheinen (infolge des Restes des axialen Fadens) im Zentrum einen dunkeln Punkt zu enthalten. Ihre Windungen sind (auf der oberen Seite) eingebogen quadratisch und die Lichtablenkung in den Ecken des Quadrats läßt (bei passender Tubusstellung) die dunkeln Zentralpunkte durch gerade dunkle Streifen verbunden erscheinen. Die Bildung dieser Spiralen bedingt infolge von Reibung wie bei Friktionsrädern, wie die Pfeile andeuten, die Bildung entgegengesetzt gewundener kreisförmiger Spiralen, deren Mitte hell ist. Auf der Unterseite sind diese Spiralen quadratisch, während die Unterseite der vorerwähnten quadratischen Spiralen aus kreisförmigen Spiralen besteht, so daß sich in den Knotenpunkten des Netzes, da wo die untere Schraffierung durchschimmert, eine Kreuzschraffierung zeigt (Fig. 23). Da sich die

Fig. 23.

oberen und unteren Spiralen in der Mitte decken, während bei einem einfachen Tropfen (Fig. 16) naturgemäß Kreuzung der Spiralen der Oberseite und der durchschimmernden Spiralen der Unterseite stattfindet, folgt also, daß nicht wie bei den Tropfen (Fig. 18) Ober- und Unterseite gegeneinander verdreht sind. Die Spiralbänder verlaufen in Kegeln von abwechselnd entgegengesetzter Lage ähnlich den konischen Störungen bei schleimig-flüssigen Kristallen[1]). Die als helle Brennpunkte erscheinenden Mitten der oberen kreisförmigen Spiralen (Basisflächen der Kegel) sind scheinbar durch gerade weiße Streifen verbunden, was durch starke Neigung der Zwillingsbänder an den betreffenden Stellen bedingt ist. Die Figuren 24 und 25, welche Photographien stark verzerrter derartiger Bildungen nach der Natur sind, lassen diese Streifen noch deutlich erkennen.

Infolge chemischer Änderung des Stoffs bei länger dauerndem Erhitzen verbreitern sich die Abstände der Zwillingsbänder, wie aus den

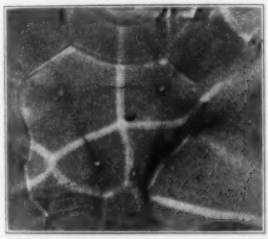


Fig. 24.

Fig. 25.

Photographien Fig. 26 und 27 zu ersehen ist. Die Moleküle der zwischen ihnen liegenden Massen schmiegen sich dem Glase an, so daß die optische Achse senkrecht zu letzterem wird, wodurch die Zwillingsbänder besonders deutlich werden, wie die Photographien Fig. 28 und 29 zeigen und schließlich verschwinden die Zwillingsbänder stückweise, so daß zunächst nur einzelne Strecken, die frei in der halbisotropen Schicht endigen und entsprechende Polarisationserscheinungen zwischen gekreuzten Nikols zeigen, übrig bleiben (Fig. 30), die sich aber allmählich verkürzen (Fig. 31) und endlich, indem ihre Länge Null wird, ebenfalls verschwinden, wodurch die ganze Schicht gleichmäßig halbisotrop (mit zum Glase senkrechter Achse) geworden ist. Eine solche Schicht hat also ganz die Struktur von Reinitzers „isotroper Flüssigkeit“ und die etwa noch vorhandenen Reste von

1) O. Lehmann, Ann. d. Phys. **48**, 747, Fig. 33. 1915.

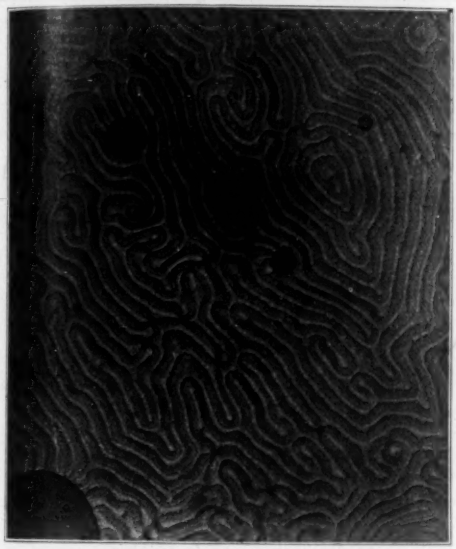


Fig. 26.

Fig. 27.

Zwillingsbändern in ihr verhalten sich ganz analog wie Reinitzers „ölige Streifen". Um eine deutlichere Vorstellung des Verlaufs der verkürzten Zwillingsbänder zu geben, füge ich in

Fig. 28.

Fig. 29.

Fig. 32 noch eine Photographie nach der Natur bei.

Die zahlreichen Photographien, welche in

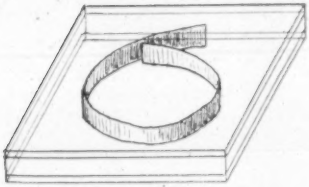


Fig. 30.

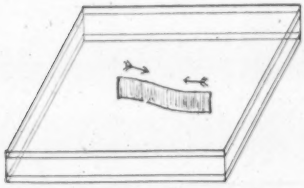


Fig. 31.

meinem Buch Flüssige Kristalle (1904) gegeben sind, werden nun, nachdem mit der Entdeckung der Zwillingsflächen der Schlüssel zur Deutung gefunden ist, dem Verständnis keine prinzipiellen Schwierigkeiten mehr bereiten und ebensowenig die kinematographischen Aufnahmen, welche in nächster Zeit im Handel zu haben sein werden[1]). Die vollkommene Unhaltbarkeit der Emulsionstheorie dürfte noch mehr wie zuvor jedem klar werden, der versucht, von diesem Standpunkt die Erscheinungen zu deuten.

Fig. 32.

Wenn W. Voigt am Schlusse seines Berichts sich dahin äußert, zwischen festen und flüssigen Kristallen sei insofern eine scharfe Grenze, als erstere als Aggregate von Atomen, die durch starke chemische Kräfte verbunden sind, betrachtet werden müssen, flüssige Kristalle

Fig. 33.

1) Zu beziehen von der Firma H. Ernemann, Photokinowerk, Dresden-A., Schandauer Str. 48.

dagegen als Aggregate von Molekülen, deren gegenseitige Kraftwirkungen von der Art der Kapillarkräfte sind, so dürfte solcher Auffassung vor allem entgegenstehen, daß eine scharfe Grenze zwischen festen und flüssigen Kristallen aus deren Eigenschaften nicht zu erkennen ist. So wie zwischen den öligen Streifen der schleimig-flüssigen und der tropfbar-flüssigen Kristalle augenscheinlich eine nahe Verwandtschaft besteht, ebenso ist eine solche vorhanden zwischen den konischen Strukturstörungen der schleimig-flüssigen Kristalle (zu welchen auch die öligen Streifen gehören) und den fächerartigen Strukturstörungen der zähflüssigen Kristalle, wie solche zu ersehen sind aus Fig. 33, welche ein Präparat von saurem Ammoniumoleat zwischen gekreuzten Nikols zeigt und zwischen diesen und den sphärolithischen Strukturstörungen fester Kristalle[1]).

Allerdings nehme auch ich eine gewisse Grenze zwischen festen und flüssigen Kristallen an insofern, als erstere eine Elastizitätsgrenze besitzen, letztere nicht. Obiger „Atomgruppierungstheorie“[2]) zufolge müßte also die Elastizitätsgrenze durch chemische Kräfte bedingt sein. Nach dem Ergebnis von W. Voigt (Diss. 1874) können aber schon minimale mechanische Kräfte die Elastizitätsgrenze ändern, während die chemischen Kräfte (Referat Nr. 20) sehr beträchtlich sein sollen.

Vorläufig vermag übrigens die Atomgruppierungstheorie noch nicht einmal die Existenz der fünf festen Phasen des Ammoniumnitrats oder die der Salmiakmischkristalle oder die Plastizität des Ammoniumnitrats aus den chemischen Wertigkeiten abzuleiten. Die Röntgenstrahleninterferenzen erscheinen aber auch vom Standpunkt der Molekulartheorie verständlich, denn sie müssen in gleicher Weise auftreten, wenn der Durchmesser der Moleküle relativ groß und ihr Abstand klein ist, da dann das Ganze als Aggregat ineinandergestellter Raumgitter von Atomen aufgefaßt werden kann.

1) Anmerkung bei der Korrektur: Bei der in Wasser aufgequollenen 10-Bromphenanthren-3 oder 6-sulfosäure von Dr. Håkan Sandquist in Upsala erhält man je nach dem Wassergehalt alle Übergänge von leichtflüssigen Kristalltropfen bis zu zähflüssigen Kristallen doch ohne ölige Streifen.

2) Siehe auch Max Born, Dynamik der Raumgitter, Leipzig 1915.

(Eingegangen 8. Mai 1916.)

Über die Dispersion und Absorption von dünnen Metallschichten.

Von Béla Pogány.[1])

In einer früheren Arbeit[2]) habe ich über Messungen bezüglich der elektrischen Leitfähigkeit und des optischen Verhaltens von dünnen *Pt*-, *Pd*-, *Au*- und *Ag*-Schichten berichtet. Auf Grund dieser Messungen wurden die Kurven gezeichnet, welche den Verlauf von n^2-k^2 und $2nk$, des reellen und imaginären Teiles des komplexen Brechungsindex als Funktionen der Dicke darstellen. Die $2nk$-Kurven waren bei allen vier Metallen vom selben Typ. Die n^2-k^2-Kurve des Goldes z. B. unterschied sich aber auch qualitativ von derjenigen des *Pt* und *Pd*. Denn während bei letzteren n^2-k^2 eine mit wachsender Schichtdicke monoton abnehmende Funktion war, besaß die n^2-k^2-Kurve des Goldes ein Minimum. Und zwar war dies Minimum um so schärfer und tiefer, je größer die Wellenlänge des benutzten Lichtes war. Dieses Minimum von n^2-k^2 ist auf das Maximum von k zurückzuführen.

Die beobachteten Kurven wurden dann mit denjenigen verglichen, die man aus der Dispersionstheorie auf Grund des W. Planckschen Ansatzes[3])

$$r = r_0\left(1+\frac{\alpha}{D}\right) \qquad (1)$$

berechnen kann, wobei bedeuten: r die auf die freien Elektronen in der dünnen Schicht wirkende „Reibungskraft“, r_0 dieselbe im massiven Metall, D die Schichtdicke und α eine positive Konstante. Der Vergleich führte zu dem Ergebnis, daß aus obigem Ansatz das optische Verhalten des *Pd* und *Pt* wohl, dasjenige des Goldes aber, wegen des Minimums von n^2-k^2, auch qualitativ nicht zu erklären ist. Weiterhin wurde mit Hilfe der Meierschen Zahlen die Dispersion des Maximums von $2nk$ bei Gold berechnet, was, wie ich gezeigt habe, ohne spezielle Voraussetzung bezüglich des Zahlenwertes von α möglich ist. Die so berechnete Dispersion war die Hälfte des beobachteten.

Aus diesen zwei Umständen geht hervor, daß der W. Plancksche Ansatz einer Erweiterung bedarf, falls man damit die hierher gehörigen Erscheinungen vollständig beschreiben will. Bevor ich dies unternommen hätte, wollte ich die an Goldschichten erhaltenen, von den Folgerungen des obigen Ansatzes abweichenden

1) Vorgelegt der Ung. Akademie d. Wiss. in d. Sitzung vom 10. April 1916.

2) B. Pogány, Ann. d. Phys. **49**, 531, 1916.

3) W. Planck, diese Zeitschr. **15**, 563, 1914.

Resultate noch einmal verifizieren, und zwar mit einem Verfahren, das sich von der indirekten Försterlingschen Methode, nach welcher obige Beobachtungen gemacht wurden, prinzipiell unterscheidet. Das war möglich. Der kritische Punkt ist nämlich das Minimum von n^2-k^2 bzw. das Maximum von k, d. h. der Umstand, daß eine Goldschicht von gewisser Dicke einen größeren Absorptionsindex besitzt, als die dickeren und dünneren Schichten. Der Absorptionsindex mehr oder weniger durchsichtiger Metallschichten ist aber nach der Methode von E. Hagen und H. Rubens[1]) direkt meßbar. Bei den Bestimmungen dieser Forscher wurde der Absorptionsindex des massiven Metalls ins Auge gefaßt, deshalb beziehen sich ihre Messungen auf Schichten, die so dick waren ($> 50\,\mu\mu$), daß man auf Grund des schon konstant gewordenen Reflexionsvermögens schließen durfte, daß ihre optischen Konstanten schon die dem massiven Metall zukommenden Werte erreicht haben. Mich interessierten hier gerade die dünneren Schichten, da das zu erwartende Maximum von k bei ungefähr $12\,\mu\mu$ war. Da meine Messungen sich vorläufig nur auf das sichtbare Spektrum beziehen, so habe ich im Gegensatz zu Hagen und Rubens nicht eine bolometrische, sondern die gewöhnliche spektralphotometrische Methode benutzt.

Im ersten Teile wird nun über diese Messungen berichtet, im zweiten von der entsprechenden Erweiterung des W. Planckschen Ansatzes.

§ 1. Die spektralphotometrische Bestimmung der Absorptionsindizes von dünnen Goldschichten.

Bei der spektralphotometrischen Bestimmung der Absorptionsindizes wird die senkrecht einfallende Intensität J_0, mit der durchgegangenen J verglichen. Die Goldschichten befanden sich auf Glasplatten, das Licht hatte also drei Grenzflächen zu passieren. Bezeichnet man das Durchlässigkeitsvermögen der Grenzflächen der Reihe nach mit δ_1, δ_2 und δ_3, so wird die Intensität des wieder in Luft austretenden Lichtes:

$$J = J_0 \delta_1 \delta_2 \delta_3 \, e^{-\frac{4\pi k D}{\lambda} - \frac{4\pi k_0 D_0}{\lambda}} \qquad (2)$$

wobei bedeuten, k den Absorptionsindex der Goldschicht, D deren Dicke, k_0 den Absorptionsindex der Glasplatte, D_0 deren Dicke und schließlich λ die in Luft gemessene Lichtwellenlänge. Das Photometer gestattet die Bestimmung des Verhältnisses von $\frac{J}{J_0}$. Es ist

$$\lg \text{nat} \frac{J}{J_0} = \lg \text{nat}\, \delta_1\, \delta_2\, \delta_3 - \frac{4\pi k D}{\lambda} - \frac{4\pi k_0 D_0}{\lambda}. \qquad (3)$$

Es war nun k_0 und D_0 dieselbe für jede Platte.

$$-\lg \text{nat} \frac{J}{J_0} = -\left[\lg \text{nat}\, \delta_1 \delta_2 \delta_3 - \frac{4\pi k_0 D_0}{\lambda}\right] + \frac{4\pi k D}{\lambda}. \qquad (4)$$

Hat man es mit so dicken Schichten zu tun, daß k nicht mehr von D abhängt, so ist (4) als Funktion von D eine gerade. Es ist dann nämlich das in Klammer vorkommende $\lg \text{nat}\, \delta_1 \delta_2 \delta_3$ ebenfalls konstant. Die trigonometrische Tangente des Neigungswinkels dieser Geraden gegen die D-Achse gibt dann den dem massiven Metall zukommenden Wert von k.

Es ist klar, daß dasselbe Verfahren im Prinzip auch auf dünne Schichten anwendbar ist, wo k im allgemeinen eine Funktion von D ist. Es wird da $-\lg \text{nat} \frac{J}{J_0}$ als Funktion von D im allgemeinen eine gekrümmte Linie sein. Beschränkt man sich aber auf ein hinreichend kleines Intervall um D_1, so kann man innerhalb eines solchen k als konstant betrachten. Innerhalb dieses Intervalls ist also $-\lg \text{nat} \frac{J}{J_0}$ als Funktion von D wieder eine Gerade, deren Neigungswinkel gegen die D-Achse wie vorher den Wert von k liefert. Mit anderen Worten, wenn ich zu einem Punkte von der Abszisse D_1 der Kurve $-\lg \text{nat} \frac{J}{J_0}$ eine Tangente ziehe, so liefert die trigonometrische Tangente des Neigungswinkels dieser Geraden gegen die D-Achse den zur Dicke D_1 gehörigen Wert k_1 des Absorptionsindex. Ohne Zweifel ist die Genauigkeit eines solchen Verfahrens ziemlich beschränkt. Die indirekte Försterlingsche Methode zur Bestimmung von n und k ist bei dünnen Schichten ebenso die genauere, wie die Drudesche beim massiven Metall. Bei den unten mitzuteilenden Versuchen handelt es sich ja auch nicht darum, den Wert des Absorptionsindex von Goldschichten noch einmal und womöglich etwas genauer zu bestimmen als es schon nach der Methode Försterlings geschehen war, sondern lediglich darum, mit einer bestimmten, ziemlich beschränkten Genauigkeit, oder auch nur qualitativ aber nach einer prinzipiell anderen Methode zu konstatieren, daß Goldschichten von bestimmter Dicke einen größeren Absorptionsindex besitzen, als die dickeren und dünneren Schichten, mit anderen Worten, daß ein Teil der Kurve $-\lg \text{nat} \frac{J}{J_0}$ steiler ansteigt als einerseits

1) E. Hagen u. H. Rubens, Ann. d. Phys. 8, 439, 1902.

die den dicken Schichten entsprechende Gerade, andererseits als der Teil der Kurve, der zwischen der genannten Dicke und $D=0$ liegt.

Vom Standpunkte dieser Messungen bedeutet der Umstand, daß die Goldschichten sich auf einer Glasplatte befanden und das durchgehende Licht auch durch diese geschwächt wurde, keine Komplikation. Man könnte ja daran denken, dies aus der Messung dadurch zu eliminieren, daß man J nicht mit J_0 vergleicht, sondern mit J_1, wo J_1 die Intensität des durch die Glasplatte allein hindurchgegangenen Lichtes bedeutet:

$$J_1 = J_0 \delta_3^2 e^{\frac{-4\pi k_0 D_0}{\lambda}}. \qquad (5)$$

Dividiert man (2) durch (5), so erhält man:

$$-\lg \text{nat} \frac{J}{J_1} = -\lg \text{nat} \frac{\delta_1 \delta_2}{\delta_3} + \frac{4\pi k D}{\lambda}. \qquad (6)$$

Die $-\lg \text{nat} \frac{J}{J_1}$-Kurve unterscheidet sich also von der Kurve $-\lg \text{nat} \frac{J}{J_0}$ nur dadurch, daß sie gegen letztere in der Richtung senkrecht zur D-Achse und mit sich selbst parallel um ein Stück verschoben ist; die Gestalt der Kurve jedoch, welche für den Wert von k einzig maßgebend ist, blieb unverändert. Man kann sich also auch die kleine Mühe sparen, J statt mit J_0 mit J_1 zu vergleichen.

Zu den Messungen wurde ein Spektralphotometer nach Martens und Grünbaum benutzt. In Ermangelung einer genügend hellen monochromatischen Lichtquelle, habe ich den Spalt der Martens-Grünbaumschen Beleuchtungsvorrichtung mit einem Nernststift beleuchtet. Die Goldschichten die der Messung unterzogen wurden, waren dieselben, deren optische Konstanten nach der Methode Försterlings und deren spezifische Leitfähigkeit ich in meiner früheren Arbeit gemessen hatte. Die photometrischen Messungen wurden in drei verschiedenen Farben, $\lambda = 500, 600, 700\ \mu\mu$ ausgeführt. Es sei noch bemerkt, daß sämtliche Goldschichten in den zwei verschiedenen Stellungen photometriert wurden, wo das Licht erst die Gold- und dann die Glasschicht durchsetzt und umgekehrt. Die Ablesungen waren kaum verschieden und wurden gemittelt.

Die Messungsergebnisse sind in der folgenden Tabelle zusammengestellt.

Die Dicke der Schicht	$-\lg \text{nat} \frac{J}{J_0}$		
	$\lambda = 700\ \mu\mu$	$\lambda = 600\ \mu\mu$	$\lambda = 500\ \mu\mu$
1,5 $\mu\mu$	0,65	0,51	0,35
3,4 „	0,72	0,59	0,41
5,4 „	0,74	—	0,44
6,5 „	0,75	0,57	0,50
6,7 „	0,77	—	0,49
7,2 „	0,82	0,59	0,57
9,2 „	0,87	0,62	0,62
12,0 „	1,33	0,94	0,84
17,3 „	1,65	1,29	1,04
23,1 „	2,26	1,74	1,37
28,6 „	2,60	2,03	1,56
30,9 „	—	2,16	—
31,9 „	—	2,28	1,70
32,2 „	2,82	2,28	1,69
39,5 „	3,42	2,80	—
43,7 „	3,76	3,10	2,30
50,3 „	4,31	3,57	2,67
69,2 „	—	4,90	—
113,2 „	—	7,66	—

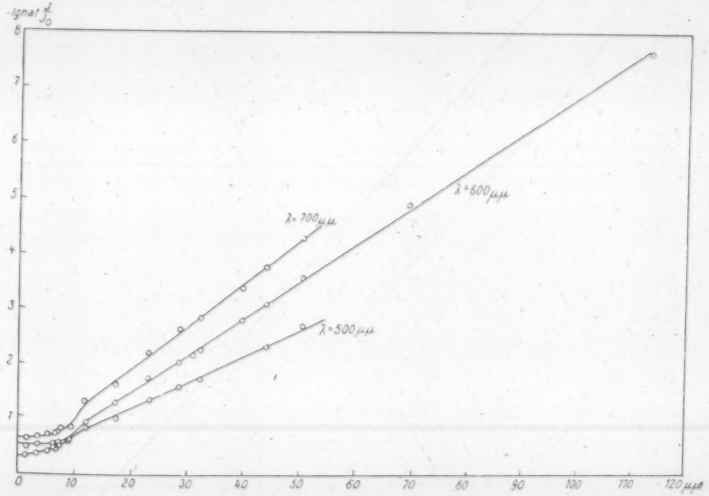


Fig. 1.

Auf Grund dieser Tabelle wurden die Kurven der Fig. 1 gezeichnet. Diese Kurven zeigen, daß die Ergebnisse der photometrischen Messungen mit denjenigen der Försterlingschen Methode übereinstimmen[1]). Die Kurven, entsprechend $\lambda = 700\,\mu\mu$ und $\lambda = 600\,\mu\mu$, besitzen tatsächlich einen deutlichen Inflexionspunkt, während derselbe im grünen Licht ($\lambda = 500\,\mu\mu$) gerade noch zu konstatieren ist. Die Tangenten zu diesen Inflexionspunkten geben die maximalen Werte von k. Diese maximalen Werte ergeben sich in der Umgebung von $D = 11\,\mu\mu$, also dort, wo sie zu erwarten waren. Die Punkte, die Schichten von einer Dicke $> 15\,\mu\mu$ entsprechen, liegen merklich auf einer Geraden. Aus der Figur ist auch ersichtlich, daß, in Übereinstimmung mit den früheren Beobachtungen, das Maximum von k sich um so mehr über den konstanten Wert erhebt, je größer die Wellenlänge des benutzten Lichtes ist. Nachdem nun diese Abweichungen von den Folgerungen des W. Planckschen Ansatzes noch einmal experimentell festgestellt sind, kann man versuchen einen den Beobachtungen besser entsprechenden, erweiterten Ansatz einzuführen.

§ 2. Die Erweiterung des W. Planckschen Ansatzes.

Außer den in der Einleitung schon besprochenen Abweichungen[2]) von den Folgerungen des Ansatzes (1) die beide mit dem beobachteten Maximum von k zusammenhängen, gibt es noch eine andere Erfahrungstatsache, die mit demselben im Zusammenhange zu sein scheint. Die Goldschichten nämlich, die dicker als $12\,\mu\mu$ sind, erscheinen im durchgehenden Lichte olivgrün, die Farbe hellt sich natürlich mit abnehmender Schichtdicke immer mehr auf; bei den dünneren Schichten wechselt jedoch die Farbe, und diese erscheinen bei abnehmender Schichtdicke im durchgehenden Lichte sukzessive grün, blaugrün, hellblau und schließlich bei äußerst dünnen Schichten, unterhalb $1\,\mu\mu$, mit einem Stich ins Violette. Das reflektierte Licht erhält entsprechend eine mehr rötliche Färbung. Tatsächlich zeigt nun der Verlauf des Absorptionsindex mit der Schichtdicke und mit der Wellenlänge[3]), daß bei so dünnen (3 bis $12\,\mu\mu$ dicken) Goldschichten die Absorption am roten Ende des Spektrums immer mehr hervortritt im Verhältnis zur Absorption der kürzeren Wellenlängen; bei Schichten von bestimmter Dicke (in der Umgebung von ungefähr 11 bis $12\,\mu\mu$) überwiegt die Absorption der roten und gelben Strahlen, sogar diejenige einer gleich dicken Schicht im massiven Metall. Unterhalb $11\,\mu\mu$ nimmt der Absorptionsindex schnell ab. Der Planncksche Ansatz vermag nur von diesem Abnehmen des Absorptionsindex Rechenschaft zu geben, und zwar dadurch, daß infolge der im Sinne von (1) mit abnehmender Schichtdicke immer größer werdenden Reibungskraft, die Beweglichkeit der freien Elektronen und dadurch ihr Einfluß auf die Absorption verloren geht. Die Beobachtungen zeigten nun, daß bei Gold z. B. die Verhältnisse etwas komplizierter sind. Will man nun an der, dem Planckschen Ansatze zugrunde liegenden und durch die Leitfähigkeitsbeobachtungen ebenfalls gestützten Annahme festhalten, daß nämlich die veränderte Optik der dünnen Metallschichten auf dem veränderten Verhalten der freien Elektronen beruht, so kann man sagen, daß die von den freien Elektronen herrührende Absorption, die sich ja bei dicken Schichten auf das ganze Spektrum erstreckt, bevor sie infolge der zunehmenden Reibungskraft abnimmt, sich bei gewissen Schichtdicken auf ein bestimmtes, nach den Beobachtungen zu schließen rotes oder ultrarotes Gebiet des Spektrums konzentriert. Das kann man nun so deuten, daß außer dem Zunehmen der Reibungskraft, noch eine andere Veränderung mit den freien Elektronen vor sich geht, daß sie nämlich mit abnehmender Schichtdicke sukzessive gebundene Elektronen von ultraroter Eigenfrequenz werden, mit anderen Worten, daß ihre in dicken Schichten unendlich große Eigenwellenlänge sich einem endlichen Grenzwert nähert, wenn die Schichtdicke bis o abnimmt.

Wird das nun mathematisch formuliert in die Grundgleichungen der Dispersion eingesetzt, so erhält man für $n^2 - k^2$ und $2nk$ tatsächlich Kurven, welche den Beobachtungen entsprechen. Die Grundgleichungen der Dispersion sind:

$$\left.\begin{aligned} 2nk &= \frac{C_1 \lambda'^2_{10}\,\lambda^2}{\lambda^2+\lambda'^2_{10}} + \sum_1 \frac{C\,\frac{1}{\lambda\lambda'}}{\left(\frac{1}{\lambda_0^2}-\frac{1}{\lambda^2}\right)^2+\frac{1}{\lambda^2\lambda'^2}}\,^{1)} \\ n^2-k^2 &= 1-\frac{C_1\lambda'^2_{10}\lambda^2}{\lambda^2+\lambda'^2_{10}} + \sum_2 \frac{C\left(\frac{1}{\lambda_0^2}-\frac{1}{\lambda^2}\right)}{\left(\frac{1}{\lambda_0^2}-\frac{1}{\lambda^2}\right)^2+\frac{1}{\lambda^2\lambda'^2}} \end{aligned}\right\} \quad (I)$$

dabei bedeuten: λ die Lichtwellenlänge,

1) Vgl. S. 552 meiner vorigen Arbeit.
2) Vgl. S. 562, letzte Zeilen meiner zitierten Arbeit.
3) Vgl. Tab. 10 meiner zitierten Arbeit.

1) S. z. B. W. Meier, Ann. d. Phys. 31, 1036, 1910.

$$\lambda'_{10} = \frac{2\pi c m_1}{h_1}$$

eine Konstante von der Dimension einer Länge (c Lichtgeschwindigkeit, m_1 Masse der freien Elektronen, h_1 die auf sie wirkende Reibungskraft), λ' dieselbe Größe bezüglich der gebundenen Elektronen, λ_0 die Eigenwellenlänge der gebundenen Elektronen und schließlich

$$C = \frac{Ne\left(\frac{e}{m}\right)}{\pi c^2},$$

wo N die Anzahl der Elektronen der betreffenden Gattung pro cm³ ist. Das erste Glied in (I) bezieht sich auf die freien Elektronen, die Σ auf die gebundenen. Schreibt man (I) in der Form:

$$2nk = \frac{C_1 \frac{1}{\lambda\lambda'_{10}}}{\frac{1}{\lambda^4} + \frac{1}{\lambda^2\lambda'^2_{10}}} + \sum_1 \frac{C \frac{1}{\lambda\lambda'}}{\left(\frac{1}{\lambda_0^2} - \frac{1}{\lambda^2}\right)^2 + \frac{1}{\lambda^2\lambda'^2}}$$

$$n^2 - k^2 = 1 - \frac{C_1 \frac{1}{\lambda^2}}{\frac{1}{\lambda^4} + \frac{1}{\lambda^2\lambda'^2_{10}}} + \sum_2 \frac{C\left(\frac{1}{\lambda_0^2} - \frac{1}{\lambda^2}\right)}{\left(\frac{1}{\lambda_0^2} - \frac{1}{\lambda^2}\right)^2 + \frac{1}{\lambda^2\lambda'^2}}$$

so sieht man gleich, daß das auf die freien Elektronen bezügliche Glied aus einem Glied der Σ so entsteht, daß man $\lambda_0 = \infty$ schreibt. Wir machen nun unter Beibehaltung des Ansatzes (1) die weitere Voraussetzung, daß die in dicken Schichten unendlich große Eigenwellenlänge, λ_e, der freien Elektronen mit abnehmender Schichtdicke einem endlichen Grenzwert, λ_0, zustrebt, nach der Gesetzmäßigkeit:

$$\lambda_e = \lambda_0 e^{\frac{\beta}{2} D}; \qquad (7)$$

dabei bedeutet β eine positive Konstante und D die Schichtdicke. Überträgt man (1) von r_0 auf λ'_{10}, so hat man

$$\lambda'_1 = \frac{\lambda'_{10}}{1 + \frac{\alpha}{D}}. \qquad (8)$$

Substituiert man (7) und (8) in (I) so wird:

$$\left.\begin{aligned} 2nk &= \frac{C_1\left(1 + \frac{\alpha}{D}\right)}{\lambda\lambda'_{10}} + \sum_1 \frac{\left(1 + \frac{\alpha}{D}\right)^2}{\left(\frac{1}{\lambda_0^2 e^{\beta D}} - \frac{1}{\lambda^2}\right)^2 + \frac{\left(1 + \frac{\alpha}{D}\right)^2}{\lambda^2\lambda'^2_{10}}} \\ n^2 - k^2 &= 1 + \frac{C_1\left(\frac{1}{\lambda_0^2 e^{\beta D}} - \frac{1}{\lambda^2}\right)}{\left(\frac{1}{\lambda_0^2 e^{\beta D}} - \frac{1}{\lambda^2}\right)^2 + \frac{\left(1 + \frac{\alpha}{D}\right)^2}{\lambda^2\lambda'^2_{10}}} + \sum_2 \end{aligned}\right| \qquad (II)$$

Im Falle dicker Schichten geht (II) in (I) über; für $D = \infty$ wird

$$2nk = \Sigma_1$$
$$n^2 - k^2 = 1 + \Sigma_2$$

Die Lage des Maximums von $2nk$ und des Minimums von $n^2 - k^2$ läßt sich in voller Allgemeinheit schwer diskutieren, selbst wenn man die Exponentialfunktion in (7) durch eine lineare approximiert.

Man kann sich aber über das Zustandekommen dieser Extremwerte in dem ins Auge gefaßten Spektralbereich doch einigermaßen orientieren. Wir setzen voraus, daß λ_0 im Ultraroten ist, also $\lambda_0 > \lambda$, das Glied der freien Elektronen folglich im Ausdruck des $n^2 - k^2$ stets negativ. Man muß somit nach den Maxima der Absolutwerte der auf die freien Elektronen bezüglichen Glieder in den Ausdrücken für $2nk$ und $n^2 - k^2$ suchen. Diese sind im wesentlichen durch das Minimum des den beiden Gliedern gemeinsamen Nenners bestimmt. Die Existenz eines Minimums von

$$\left(\frac{1}{\lambda^2_0 e^{\beta D}} - \frac{1}{\lambda^2}\right)^2 + \frac{\left(1 + \frac{\alpha}{D}\right)^2}{\lambda^2\lambda'^2_{10}}$$

hängt nun im wesentlichen von dem Werte der Konstanten α und β ab. Sind α und β und λ_0 hinreichend klein, so gibt es ein Minimum. Die Verhältnisse sind in den Fig. 2 und 3 illustriert. I. stellt das erste Glied, II. das zweite Glied des Nenners dar. Die punktierte Kurve ist der ganze Nenner als Funktion von D. In der Fig. 2 ist $\alpha = 22$, $\beta = 0{,}05$, in 3

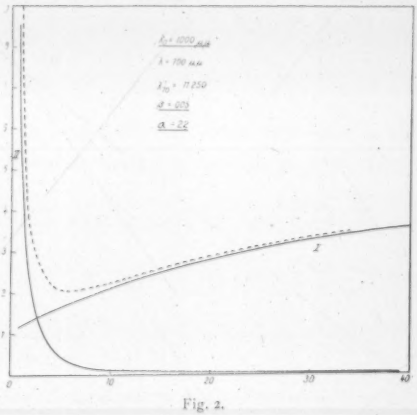


Fig. 2.

$\alpha = 22$, $\beta = 1$. Um gut darstellbare Dimensionen zu bekommen, wurde der ganze Aus-

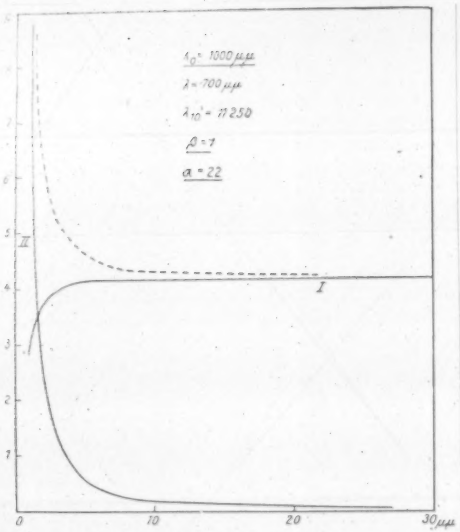


Fig. 3.

druck mit 10^{12} multipliziert. Es ist $\lambda = 700\,\mu\mu$ gewählt worden; λ'_{10} ist der von Meier[1]) bestimmte Wert. Diese Figuren zeigen, daß die Ansätze (7) und (8) bei entsprechender Wahl der Konstanten sowohl zur Erklärung des optischen Verhaltens von dünnen Gold- wie auch von Platinschichten, wo kein Minimum von $n^2 - k^2$ konstatiert wurde, herangezogen werden können.

Wir wollen nun zusehen, wieweit die auf Grund von (7) und (8) berechneten Kurven mit den beobachteten Kurven von $2nk$ und $n^2 - k^2$ übereinstimmen. Dabei muß etwas über die zur Berechnung benutzten Werte der Konstanten λ_0, β und α gesagt werden. Die Werte der Konstanten, λ_0 und β könnte man eventuell experimentell bestimmen. Man müßte zu diesem Zwecke die Absorption mehrerer verschieden dicker Schichten, etwa der Schichten von 3,4, 9,2, 12,0 und 17,3 $\mu\mu$ in größerem Wellenlängenbereich (im Ultraroten) untersuchen. Vorausgesetzt nun, daß die Eigenschwingungen, λ_e derart ausgeprägt sind, daß man ihre Lage aus der Absorptionskurve mit einer gewissen Genauigkeit ermitteln kann, so könnte durch solche Beobachtungen einerseits nach einer direkten Bestätigung des Ansatzes (8) gesucht werden, andererseits könnte man, wenn die Lage von λ_e in zwei Schichten 1 und 2 von verschiedener Dicke bekannt wäre, daraus λ_0 und β durch die Gleichungen

$$\frac{\lambda_{e_1}}{\lambda_{e_2}} = e^{\beta(D_1 - D_2)}$$

$$\lambda_{e_1} = \lambda_0 e^{\beta D_1}$$

berechnen. In Ermangelung solcher Beobachtungen war ich auf Rechnungsversuche angewiesen. Auf Grund dieser habe ich als Konstantenwerte $\alpha = 22$, $\beta = 0{,}05$, und $\lambda_0 = 1000\,\mu\mu$ angenommen. Den Wert von α habe ich fast unverändert aus meiner früheren Arbeit übernommen. Für die Parameter der Dispersion habe ich die Meierschen Zahlen benutzt. Leider war die Dispersion meiner dicksten Schichten etwas verschieden von derjenigen des Meierschen Spiegels; die auf Grund der Meierschen Parameterwerte zu berechnenden Kurven von $2nk$ und $n^2 - k^2$ würden deshalb für große Werte von D gegen etwas andere Werte konvergieren als die von mir beobachteten Kurven. Um diesen störenden Umstand nach Möglichkeit zu eliminieren, habe ich den Wert von C_1 entsprechend der Dispersion meiner dicksten Schichten im sichtbaren Spektrum um etwa 20 Proz. vermindert[1]). Es werden also die Parameter der freien Elektronen:

$$C_1 = 332 + 10^{-7} \text{ und } \lambda'_{10} = 11\,250.$$

Diejenigen der gebundenen sind unverändert beibehalten. Die so berechneten Kurven von $2nk$ und $n^2 - k^2$ sind in die Fig. 4, 5 und 6 — — — eingezeichnet neben den ausgezogenen, beobachteten Kurven, die den Fig. 14, 15, 16 meiner zitierten Arbeit entnommen sind. Zum Vergleich wurde auch die nach (7) allein berechnete Kurve von $n^2 - k^2$ in die Fig. 6 — . — . — gezeichnet.

Wie man sieht, werden nunmehr die beobachteten Kurven von den berechneten vollkommen nachgeahmt, auch ist die numerische Übereinstimmung gut. Die größte Abweichung ist beim Maximum von $2nk$ im Grünen. Aber auch beim Maximum von $2nk$ ist zu beachten, daß die berechnete Dispersion (7,7) mit der beobachteten (8,6) nunmehr nahe übereinstimmt. Diese Übereinstimmungen bilden eine indirekte Stütze für den Ansatz 8; es steht noch aus nach direkten Bestätigungen in der oben angegebenen Weise zu suchen. Es soll hierbei nicht unerwähnt bleiben, daß die an den dünnsten Goldschichten (1,0, 1,5, 3,4 $\mu\mu$ dick) bestimmten Werte von n und k es nicht als unwahrscheinlich erscheinen lassen, daß bei dünnen Goldschichten der Grenzwert λ_0 sogar im sichtbaren Spektrum liegt. Auf

1) W. Meier, l. c.

1) Diese Verminderung von C_1 ist etwas willkürlich, schon aus dem Grunde, da die ultraviolette Dispersion meiner Schichten nicht bekannt ist.

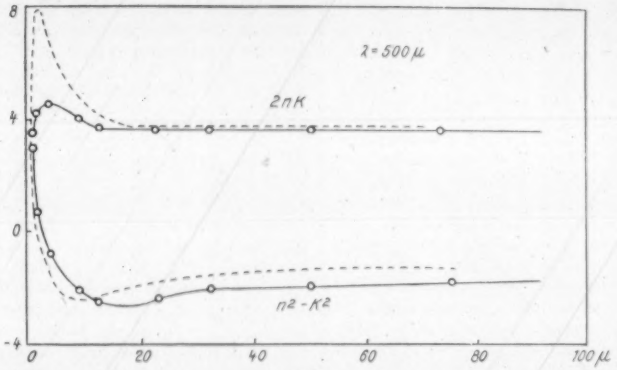


Fig. 4.

der Schicht $D = 3{,}4\ \mu\mu$, hat nämlich der Absorptionsindex den größten Wert im Roten, auf der Schicht $D = 1{,}5\ \mu\mu$ im Gelben und auf der $1{,}0\ \mu\mu$ dicken Schicht im Grünen. Auch ist im ganzen betrachteten Spektralbereich die Dispersion von n anormal im Gegensatz zu derjenigen dickerer Schichten[1]), so daß man den Eindruck gewinnt, als wäre der mit abnehmender Schichtdicke sich nach den kleineren Wellenlängen zu verschiebende Absorptionsstreifen, bei $D = 1{,}5\ \mu\mu$ bei ungefähr $\lambda = 600\ \mu\mu$ angelangt. Doch reichen die Beobachtungen zu einer sicheren Feststellung dieser Erscheinung nicht aus. Es wären dazu, wie gesagt, Beobachtungen an mehreren so dünnen Schichten und vor allem in einem, besonders nach dem Ultrarot zu aus-

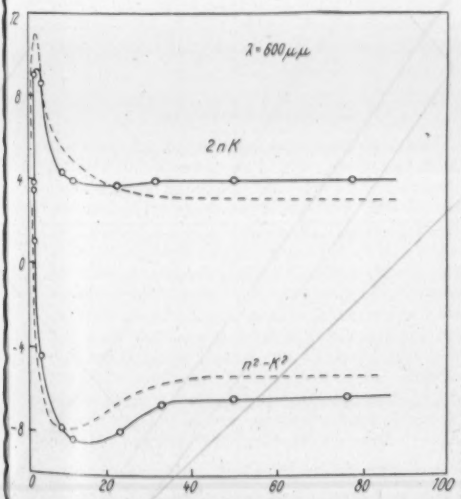


Fig. 5.

1) Vgl. Fig. 13 und Tab. 10 meiner zit. Arbeit.

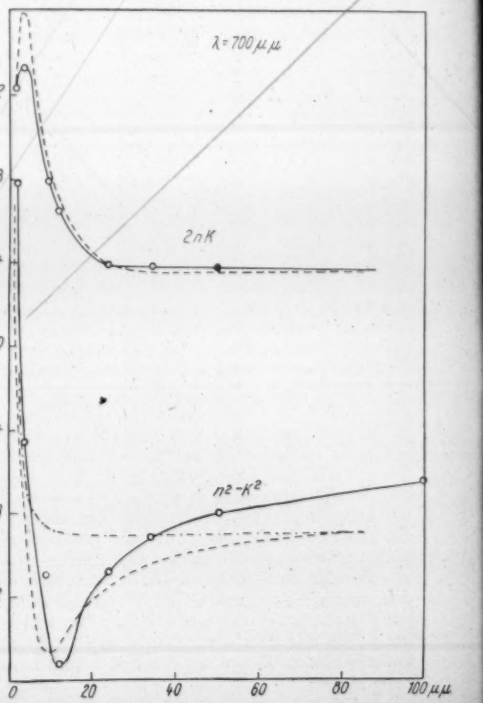


Fig. 6.

gedehnteren Spektralbereich nötig. Man würde übrigens mit der Voraussetzung $\lambda_0 = 500\ \mu\mu$, $\beta = 0{,}1$ bis $0{,}2$ und $\alpha = 50$ im wesentlichen ähnliche Kurven bekommen wie die oben mitgeteilten. Auf die Details dieser Frage soll aber, da sie in Ermangelung von Beobachtungen kein unmittelbares Interesse besitzt, nicht eingegangen werden.

Es erübrigt sich noch, einige Worte über den Ansatz (8) im Zusammenhang mit der Leitfähigkeit der Schichten zu sagen. Wie der Vergleich der beobachteten Kurve des spezifischen Widerstandes als Funktion der Schichtdicke mit der auf Grund des W. Planckschen Ansatzes berechneten Kurve gezeigt hat[1]), ist die Übereinstimmung, besonders bei nicht zu kleinen Schichtdicken, gut. Bei sehr kleinen Werten von D ist aber eine Abweichung zu konstatieren, indem die theoretische Kurve, als Hyperbel, für $D = 0$ unendlich wird, die beobachtete Kurve jedoch schon bei endlichen Werten von D den Wert unendlich erreicht hat. Das könnte man vom Ansatze (8) her so erklären, daß schon bei endlichen Dicken, wie wir es z. B. beim optischen Verhalten der dünnen Goldschichten gesehen haben, die freien Elektronen quasielastischen Kräften unterworfen werden, die kommensurabel sind denen, die auf die gebundenen Elektronen wirken, so daß diese Schichten dann überhaupt aufhören die Elektrizität zu leiten, der spezifische Widerstand also unendlich wird. Die Gültigkeit des rein phänomenologischen Ansatzes (8) muß natürlich in bezug auf die Leitfähigkeit auf nicht zu dicke Schichten beschränkt werden. Das geschieht indessen gewissermaßen von selbst, indem die durch das optische Verhalten der Schichten gebotene Größenordnung der Konstanten es mit sich bringt, daß die Frequenz der Eigenschwingung mit wachsendem D schnell abnimmt. Die quasielastische Kraft ist dem Quadrat der Eigenfrequenz proportional. In einer Schicht von 100 $\mu\mu$ Dicke würde mit $\lambda_0 = 500\ \mu\mu$ und $\beta = 0{,}2$, $\lambda_e > 5{,}10^6\ \mu\mu$ sein. Die quasielastische Kraft wäre also rund 10^{-8} mal die quasielastische Kraft, die in der Schicht $D = 1\ \mu\mu$ wirkt. So kleine Kräfte sollten dann neben der „Reibungskraft" vernachlässigt werden. Es scheint das möglich zu sein. Betrachtet man nämlich die „Reibungskraft" als durch die Zusammenstöße zwischen Elektronen und Molekeln hervorgebracht, so kommt obiges darauf hinaus, daß man die Schwingungszeit der Eigenschwingung als schon unendlich groß zu betrachten hat neben der Zeit, die zwischen zwei nacheinanderfolgenden Zusammenstößen des Elektrons verstreicht. Letztere wäre nun nach diesbezüglichen Berechnungen von D. Enskog[1]) von der Größenordnung 10^{-16} sec, während die Schwingungszeit in obigem Beispiel bei einer Schichtdicke von 100 $\mu\mu$ von der Größenordnung 10^{-11} sec, also tatsächlich viel größer ist.

Weiterhin habe ich beobachtet, daß Goldschichten bei 3 $\mu\mu$, Silberschichten bei 5 $\mu\mu$ aufhören den Strom zu leiten, während Platinschichten bis 1 $\mu\mu$ leitend sind. Das läßt sich durch dieselbe Annahme erklären, wie die Verschiedenheit im optischen Verhalten dieser Schichten. Wir haben gesehen, daß Goldschichten unterhalb gewisser Dicke in der Durchsicht ihre Farbe ändern und daß ihr Absorptionsindex ein Maximum besitzt, während Platinschichten ihre Farbe nicht ändern und auch ihr Absorptionsindex kein Maximum besitzt. Das bedingt bei Platin, wie wir gesehen haben, einen im Verhältnis zum Gold größeren Konstantenwert von β und vielleicht auch wohl von λ_0. Das bedeutet aber für die Leitfähigkeit nichts anderes, als daß bei Platin die quasielastische Kraft sich bei geringeren Dicken störend bemerkbar macht als bei Gold und daß infolge dessen Platin erst bei geringeren Dicken überhaupt aufhört den Strom zu leiten.

Zuletzt sei noch bemerkt, daß die durch den Ansatz (8) ergänzte Auffassung von den Vorgängen in den dünnen Metallschichten vielleicht auch zu einem Verständnis der Beobachtungen führen kann, nach denen die nach Herstellung der Schichten erfolgende Widerstandsabnahme derselben, durch Erwärmen und Stromdurchführung beschleunigt wird.

Zusammenfassung.

Frühere Beobachtungen ergaben, daß der Absorptionsindex von dünnen Goldschichten als Funktion der Dicke ein Maximum besitzt. Das konnte aus dem W. Planckschen Ansatz zur Erklärung der Absorption und Dispersion von dünnen Metallschichten nicht hergeleitet werden. Die neuen, nach anderem Prinzip ausgeführten Messungen, über die im ersten Teil berichtet wird, bestätigen das frühere Beobachtungsresultat. Im zweiten Teile wird gezeigt, daß man mit der, den Planckschen Ansatz ergänzenden Annahme, daß in den ganz dünnen Metallschichten die Leitungselektronen durch quasielastische Kräfte gebunden werden, wie es scheint, sowohl das optische Verhalten der dünnen Metall-

1) Vgl. Fig. 9 meiner zit. Arbeit.

1) D. Enskog, Ann. d. Phys. **38**, 731, 1912. In der Arbeit wird nicht nur der elastische Stoß, sondern auch das Maxwellsche und andere Kraftgesetze berücksichtigt.

schichten wie auch ihr Verhalten in bezug auf Leitfähigkeit erklären kann.

Die Beobachtungen wurden im Physikalischen Institute der Universität Kolozsvár ausgeführt. Dem Direktor des Instituts, Herrn Prof. Karl Tangl schulde ich sowohl für sein freundliches Interesse, wie auch wegen der Beschaffung des Martens-Grünbaumschen Photometers aufrichtigen und tiefen Dank.

(Eingegangen 8. Mai 1916.)

Flammen als physikalische Apparate.

Von Bruno Thieme.

Das Verhalten von Flammen und der in ihnen enthaltenen Ionen hat bereits vielfach Beachtung gefunden[1]). Im Folgenden will ich kurz darstellen, in welcher Weise eine Flamme eine große Zahl anderer Apparate vollwertig ersetzen kann, da diese Verwendungen noch nicht bekannt sind.

Marbe[2]) verwendete eine stark rußende Flamme zur Messung von Reaktionszeiten in der Psychologie. 1905 fand ich die elektrische Abscheidung von Kohlenstoff aus Flammen, wobei nicht Voraussetzung war, daß diese bereits bis zum Rußen abgekühlt sein mußten. Es kamen normalheiße Flammen, z. B. gewöhnliche Kerzenflammen, zur Verwendung.

Allgemeine Darstellungen habe ich zusammenfassend an anderer[3]) Stelle gegeben. Hier will ich die einzelnen Verwendungen beschreiben.

Flammengalvanoskop.

Die einfachste Anwendung der Flamme ist die als Galvanoskop[4]). Ein solches Flammengalvanoskop hat die Vorteile, billig, unzerstörbar und jederzeit vorhanden zu sein. Es ist für Spannungen bis nahe zum Funkendurchschlag verwendbar, und zeigt Ströme bis zu 10^{-8} Ampere hinunter an. Da die Flamme selbst einen hohen Widerstand hat, schließen sich einige wenige Anwendungen aus, so das Anzeigen sehr geringer Spannungen. Vorzüglich ist es geeignet zum Erkennen von spannungsführenden Leitungen, zum Prüfen von Stromschluß in Apparaten (Drahtbruch im Transformatorspulen), wo in Fabriken z. B. unter normaler Netzspannung sämtliche Apparate statt mit empfindlichen Galvanoskopen mit den mechanisch gänzlich unempfindlichen Flammengalvanoskopen geprüft werden können.

Zu diesem Zweck werden zwei blanke 2 mm-Leitungen, am besten in einem Stativ, horizontal und untereinander in ca. 1,5 cm Abstand in eine gewöhnliche Kerzenflamme eingeführt, so daß der untere Draht sich etwas über dem blauen Flammenkegel befindet. Beim Stromdurchgang findet dann eine deutlich erkennbare, ruckweise Formänderung der Flamme statt.

Frequenzmessungen[1]).

Die Flamme ist für Wechselströme weniger empfindlich. Sehr empfindlich dafür sind aber die bei genügender Spannung auf obige Weise erhaltenen Rußabscheidungen. Derartige Abscheidungen sind in weitestem Maße, da sie elektrolytisch erfolgen, frei von fremden Bestandteilen, was die große Schwärze des Rußes bedingt[2]). Die erzielten Rußstämmchen schwingen in der Frequenz des erregenden Stromes[3]).

Die Beobachtung geschieht durch ein Stroboskop, das so eingestellt wird, daß die schwingenden Stämmchen stillzustehen scheinen. Ist die Umdrehungszahl bekannt, so läßt sich leicht die Frequenz errechnen.

Für Frequenzen werden die losgerissenen, glühenden Rußteilchen zwischen zwei in der Frequenz geladenen Plattenelektroden durch das Stroboskop in ihrer Bahn verfolgt und in sonst gleicher Weise die Frequenzen errechnet.

Flammen-Polsucher.

Da bei den im Vorangehenden beschriebenen Abscheidungen infolge der positiven Ladung des Rußes nur negative Elektronen die Abscheidung hervorrufen, findet eine Rußabscheidung bei Gleichstrom nur am negativen Pol statt, so daß die einfache Kerzenflamme für alle Spannungen über 12 Volt ein brauchbarer Polsucher[4]) ist. Da eine Rückbildung des Rußes nicht möglich ist, so findet sich beim Wechselstrom die merk-

1) B. Thieme, Zeitschr. f. physikalische Chemie **78**, 490—499, 1912; ebenda **89**, 693—727, 1915.

2) K. Marbe, Deutsche Patentschrift 197614, 1907; diese Zeitschr. **7**, 543, 1906; ebenda **8**, 92, 200, 415, 1907; Zeitschr. f. Psychologie **49**, 206, 1908; Fortschr. d. Psychologie **1**, 132, 1912.

3) B. Thieme, Verhdlg. d. D. Phys. Ges. **18**, 195, 1916; ebenda **18**, 221, 1916; diese Zeitschr. **16**, 15, 1915.

4) B. Thieme, Zeitschr. f. phys. chem. Unt. **25**, 82, 1912; Elektrotechn. Zeitschr. **34**, 592, 1913; Zeitschr. f. phys. chem. Unt. **27**, 37, 1914; Zeitschr. f. phys. Chemie **89**, 703, 1915.

1) B. Thieme, Elektrotechn. Rdsch. **29**, 240, 1912; Elektrotechn. Zeitschr. **34**, 593, 1913; Zeitschr. f. phys. chem. Unt. **27**, 37, 1914.

2) B. Thieme, Deutsche Patentschrift, 256675.

3) B. Thieme, Verhdl. d. D. phys. Ges. **18**, 195, 1916.

4) B. Thieme, Zeitschr. f. phys. chem. Unt. **25**, 104, 1912; ebenda **27**, 302, 1914; Elektrotechn. Zeitschr. **34**, 592, 1913; Vortrag im Elektrotechn. Verein Berlin, Oktober 1913.

würdige Erscheinung, daß der Ruß an beiden Elektroden abgeschieden wird.

Werden bei Gleichstrom, wie oben schon früher beschrieben, die beiden Poldrähte in den oberen Teil der Kerzenflamme gehalten, so erfolgt schnell eine elektrolytische Rußabscheidung am —Pol.

Elektrolytische Abscheidung der Influenzmaschine.

Da die Abscheidung schon bei sehr schwachen Strömen vor sich geht, so läßt sich mit ihr leicht die sonst immer schwer zu zeigende elektrolytische Wirkung des Stromes einer Influenzmaschine darstellen.

Stromuntersuchung.

Für viele Untersuchungen ist vollkommene Konstanz des Stromes Bedingung; daher werden z. B. Akkumulatorenströme an Stelle von Maschinenströmen verwendet. Wird nämlich die Rußabscheidung durch Maschinenströme hervorgerufen, so zeigt sich eine Rußbildung nicht nur an der negativen Elektrode, sondern auch an der positiven Elektrode, wenn auch in sehr geringem Maße, ein Zeichen, daß der Strom nicht vollkommen frei von Gegenströmen ist. Das bedingt sich durch die Kollektoren und die elektrischen Unregelmäßigkeiten im Bau der Maschine. Die Abscheidungen sind allerdings nicht ästig seitlich verzweigt, wie an der negativen Elektrode, sondern gehen senkrecht stielartig hoch, da sich die positive Ladung möglichst weit von der +Elektrode zu entfernen sucht.

Die Empfindlichkeit der Rußabscheidung ist somit ein sehr geeignetes Mittel, um Ströme auf ihre Verwendungsfähigkeit für besondere physikalische Zwecke hin zu prüfen.

Flammen als Detektoren.

Bei hochfrequenten Strömen ist die äußere Sichtbarkeit der Flammenbewegungen gering; wohl aber ist es möglich, wie ich früher[1]) zeigen konnte, mit einer Selenzelle, die hochempfindlich und annähernd frei von Nachwirkungen und Verzögerungen ist, eine bis auf das etwa hundertfache gehende lautverstärkende Wirkung zu erzielen. Beeinflußt der so erzielte verstärkte Strom einen feinen Galvanometerspiegel, von dem Licht auf einen Film fällt, so läßt sich in geeigneter Übertragung das gesprochene Wort kinematographisch in der wechselnden Belichtungsstärke festhalten und in leidlicher Weise wiedergeben; jedenfalls ist es trotz der durch die Filmbewegungen bedingten Nebengeräusche deutlich zu verstehen.

Sind die Elektroden in der Flamme erst einmal durch eine höhere Spannung gewissermaßen formiert, so lassen sich Unregelmäßigkeiten in den Schwingungen, insbesondere Rückströme aus dem Gegengewicht in die Antenne, oder Rückströme bei nicht vollkommener Stoßerregung leicht nachweisen, und so experimentell abstellen. —

Daß eine Flamme sonst noch als Leiter für die Elektrizität bestimmte Eigenschaften hat, die eingehend erforscht wurden, ist bekannt. Ebenso das Verhalten der Kohlenstoff-Flamme selbst zwischen hochgeladenen Plattenelektroden.

Diese vielen, ebenso interessanten wie wichtigen Eigenschaften lassen es als wünschenswert erscheinen, künftig der Flamme als physikalischem Apparat einen besonderen Abschnitt zu widmen.

Berlin, den 28. Mai 1916.

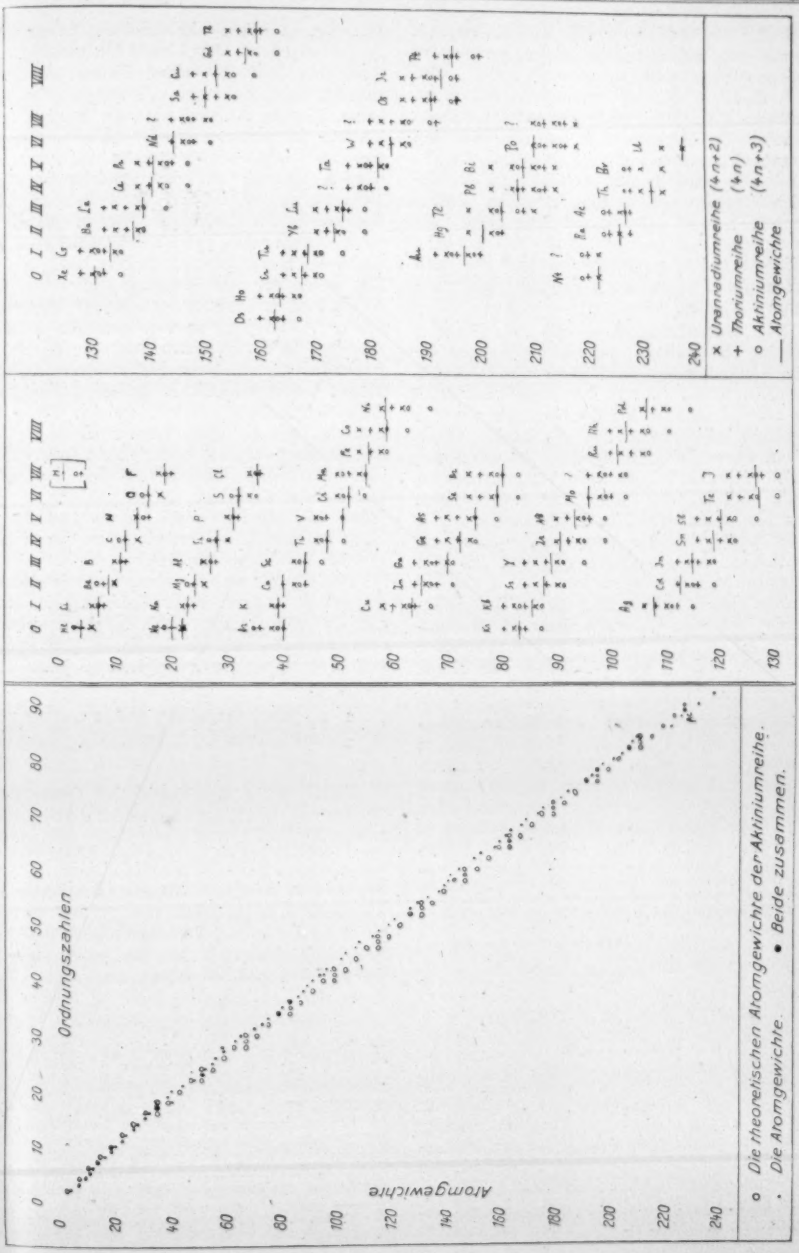
(Eingegangen 29. Mai 1916.)

1) B. Thieme, Zeitschr. f. techn. Physik 1, 10, 1913.

Über die Isotopen sämtlicher chemischen Elemente.

Von A. van den Broek.

Bekanntlich werden in der Thorium- wie in der Aktinium-Reihe von Radiothorium bzw. Radioaktiniumkörpern abgerechnet, also nach anfänglicher β-Strahlung, nacheinander 4 α- und dann 2 β-Teilchen ausgestoßen, wonach wieder α-Strahlung eintritt. Würde der Atomzerfall nach diesem einfachen Schema durch das ganze System bis hinab zu den beiden ersten Reihen fortgehen, so wäre für je 6 Ordnungszahlen die Atomgewichtsdifferenz durchschnittlich gleich 16, also eine einfache Beziehung zwischen diesen beiden Fundamentalgrößen gegeben, zu gleicher Zeit aber auch sämtliche Isotopen aller Elemente diesen beiden Größen nach bestimmt. Es muß betont werden, daß sich die Atomgewichtskurve einem solchen einfachen Zerfallschema namentlich der Aktiniumreihe in auffallender Weise anschließt. (Als Atomgewicht des Aktiniums wurde nach Fajans 227 angenommen.) Fassen wir den uns bekannten Teil der Uranradium-Reihe als einzige Ausnahme dieser Reihe auf, namentlich insoweit, als zuerst 5 α-Teilchen dann 2 β-, 1 α-, 2 β- 2 α-Teilchen ausgestoßen werden statt zweimal 4 α- und 2 β-Teilchen, verfolgen wir also auch diese Reihe nach dem oben angegebenen einfachen Schema, und nehmen wir


Ordnungszahlen
Atomgewichte
0 10 20 30 40 50 60 70 80 90
0 20 40 60 80 100 120 140 160 180 200 220 240
o Die theoretischen Atomgewichte der Aktiniumreihe.
• Die Atomgewichte. • Beide zusammen.
0 10 20 30 40 50 60 70 80 90 100 110 120 130
130 140 150 160 170 180 190 200 210 220 230 240
× Uranradiumreihe (4n+2)
+ Thoriumreihe (4n)
o Aktiniumreihe (4n+3)
— Atomgewichte

auch für die Thoriumreihe dasselbe Schema mit Extraausstoßung von 2 β-Teilchen an — den Atomgewichten nach zwischen W und Tl, also nach Analogie mit der Radiumreihe wohl beim Atomgewicht 192 — so bekommen wir ein allgemeines Zerfallsystem, dem sich die bekannten Atomgewichte vollständig anschließen. Da die 3 bekannten Reihen nur α-Strahler an den geraden Ordnungszahlen entsprechenden Stellen kennen, müssen dabei für die ungeraden, die am Anfang des Systems bis Co eine ähnliche Differenz gleich 4 Atomgewichtseinheiten aufweisen wie die geraden, 3 Parallelreihen angenommen werden.

Für letztere Annahme spricht auch die beim Aktinium beobachtete α-Strahlung, weiter die beim Radioaktinium und Radiothorium beobachtete β-Strahlung. Auch der komplexe Zerfall der zweiten Strahler bei den C-Körpern wurde allgemein beibehalten. Für die beiden ersten Reihen des periodischen Systems, wo die Atomgewichtsdifferenz konstant gleich 2 geworden ist, wurde natürlich nur α-Strahlung angenommen. (Das Meta-neon wäre hier Radium-neon.) Wie beide Teile ineinander übergehen, wurde, wie der Verlauf der Parallelreihen dabei, aus den Atomgewichten abgeleitet.

Dem ganzen System liegt die Auffassung zugrunde, daß den Ordnungszahlen die Gesamtladung der Kerne von Rutherfordschen Atomen entspricht, und α- wie β-Teilchen dem Kerne entstammen.

Zusammenfassung: Obwohl der Atomzerfall, soweit uns bekannt, nicht vollkommen regelmäßig stattfindet, schließt sich die Atomgewichtskurve einem regelmäßigen Zerfall nach dem Schema α-, α-, α-, α-, β- β- in periodischer Folge bei einigen naheliegenden Annahmen in derart auffallender Weise an, daß die sich hieraus, wohl noch nicht ganz einwandsfrei, ergebenden Isotopen sämtlicher Elemente einer experimentellen Nachprüfung wohl wert wären.

(Eingegangen 27. Mai 1916.)

Über pulsierende Wirbelringe.

Von A. Korn.

Wie die Wechselwirkung pulsierender Teilchen in einer inkompressiblen Flüssigkeit der Wechselwirkung elektrischer Teilchen ähnelt, so ähnelt die Wechselwirkung zweier Wirbelringe in einer inkompressiblen Flüssigkeit der ponderomotorischen Wechselwirkung elektrischer Stromringe. Auf die erste Analogie hat bekanntlich zuerst C. A. Bjerknes aufmerksam gemacht, auf die zweite Analogie haben zuerst Helmholtz und Kirchhoff hingewiesen. Die Analogien sind in beiden Fällen nicht vollständig, so daß für eine Verwertung der Analogien für die Aufstellung einer mechanischen Theorie der elektromagnetischen Erscheinungen wesentlich neue Voraussetzungen hinzugenommen werden müssen; auf die Präzisierung dieser Voraussetzungen und auf die Aufstellung einer strengen[1]), mechanischen Theorie habe ich seit fünfundzwanzig Jahren viele Mühe verwandt, und die Untersuchungen, welche im Laufe der Zeit meine vor etwa zwanzig Jahren veröffentlichten mechanischen Auffassungen[2]) modifiziert haben[3]), sind jetzt so weit gediehen, daß ich dieselben in der nächsten Zeit systematisch — wahrscheinlich in einer Folge kurzer Abhandlungen — veröffentlichen kann. In dem vorliegenden Aufsatz möchte ich eine Frage behandeln, welche auch ganz unabhängig von solchen mechanischen Theorien ein hohes Interesse beansprucht, ebenso wie die Betrachtung pulsierender Teilchen völlig unabhängig von jedem Gedanken an mechanische Theorien der elektromagnetischen Erscheinungen eine wichtige theoretische Bedeutung hat.

Denken wir uns in einer unendlich ausgedehnten Flüssigkeit einen Wirbelring, in dessen ganzem Außenraume die Flüssigkeit wirbelfrei sein soll, dann sind die Geschwindigkeitskomponenten u, v, w, der Flüssigkeit an jeder Stelle (x, y, z):

$$u = \frac{1}{2} c R^2 \int_s \frac{\cos(sy)\cos(rz) - \cos(sz)\cos(ry)}{r^2} ds, \cdots. \tag{1}$$

Dabei soll s die Kurve der Querschnittsmittelpunkte des Ringes bedeuten; die Richtungskosinusse

$$\cos(sx),\ \cos(sy),\ \cos(sz)$$

des Elementes ds sollen die Kosinusse der Tangentenrichtung sein, von welcher aus gesehen die Wirbelung im umgekehrten Sinne des Uhrzeigers erfolgt; R soll der Radius des Ringquerschnittes sein, im Ringe

$$c = \frac{1}{2}\left|\left(\frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z}\right)\cos(sx) + \left(\frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x}\right)\cos(sy) + \left(\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}\right)\cos(sz)\right| \tag{2}$$

1) D. h. strenger mathematischer Deduktionen unter Zugrundelegung eines einheitlichen mechanischen Grundprinzips.

2) A. Korn, Eine Theorie der Gravitation und der elektrischen Erscheinungen. Berlin. 1. Aufl. 1891/94; 2. Aufl. 1896/98. Ferd. Dümmlers Verlag.

3) Ber. d. D. Phys. Ges. 1911, S. 249—256; 1913; S. 924—928.

die Wirbelgeschwindigkeit, welche mit der Zeit und längs s konstant ist, und es seien schließlich

$$\cos(rx),\ \cos(ry),\ \cos(rz)$$

die Richtungskosinusse der Richtung

$$ds(\xi, \eta, \zeta) \rightarrow (x, y, z),$$

r die Entfernung dieser Punkte. Die Formel (1) gilt in erster Annäherung für solche Punkte (x, y, z), deren kleinste Entfernung von den ds groß gegen die Querschnittsradien R ist.

Die Aufstellung der exakten Ausdrücke für die Geschwindigkeitskomponenten hat bei Verwendung der Raumintegrale über den Ring an Stelle der Kurvenintegrale über s keine Schwierigkeit, ich beschränke mich hier aber absichtlich auf die angenäherten Ausdrücke (1), weil diese Form für die Zwecke dieser kurzen Untersuchung besonders geeignet ist.

Die Frage: Können wir uns mechanisch einen elektrischen Strom, wenn es sich um einen geschlossenen Stromring handelt, als einen solchen Wirbelring mit konstanter Wirbelgeschwindigkeit c vorstellen? ist ohne weiteres negativ zu beantworten. Um durch ein Zwischenmedium von außerordentlich geringer Dichte, wie es für eine mechanische Theorie der elektromagnetischen Erscheinungen angenommen werden muß, merkliche ponderomotorische Wirkungen auf einen zweiten Wirbelring von (in der Größenordnung) etwa gleicher Wirbelgeschwindigkeit auszuüben, müßte die Wirbelgeschwindigkeit außerordentlich groß sein und sich durch gewaltige anderweitige mechanische Wirkungen bemerkbar machen. Aus diesem Grunde habe ich bei meinen mechanischen Vorstellungen die Wirbelgeschwindigkeit von Wirbelringen, welche elektrischen Strömen entsprechen sollen, nicht als konstant, sondern als mit der Zeit periodisch von derselben kleinen Periode angenommen, welche die Pulsationen elektrischer Teilchen besitzen sollen. Zur Trennung der elektrostatischen und elektrodynamischen Wirkungen wird angenommen, daß sich die Phasen der von elektrischen (pulsierenden) Teilchen bzw. von elektrischen Strömen (Wirbelringen mit periodischen Wirbelgeschwindigkeiten) ausgehenden periodischen Geschwindigkeiten um $\frac{\pi}{2}$ unterscheiden. Die Annahme periodischer Wirbelgeschwindigkeiten brachte nun zwei Schwierigkeiten mit sich:

1. Die Erzeugung bzw. Aufrechterhaltung von periodischen Wirbelgeschwindigkeiten kleiner Perioden bedarf wesentlich neuer Annahmen über die Konstitution der Materie in den Wirbelringen; bei den gewöhnlichen Annahmen der Hydrodynamik sind nur konstante Wirbelgeschwindigkeiten zu rechtfertigen.

2. Der Außenraum eines Wirbelringes ist ein mehrfach zusammenhängender Raum, das Geschwindigkeitspotential φ der Flüssigkeit in diesem Raume nicht eindeutig; da nun der Druck der Flüssigkeit durch die Formel gegeben ist:

$$p = -\mu\left[\frac{\partial\varphi}{\partial t} + \frac{1}{2}\left[\left(\frac{\partial\varphi}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial\varphi}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial}{\partial z}\right)^2\right]\right], \quad (\mu \text{ Dichte}), \tag{3}$$

so würde sich, wenn die Differenz $\triangle$, um welche sich die Werte des Geschwindigkeitspotentials φ in ein und demselben Punkte (x, y, z) unterscheiden können, nicht von der Zeit unabhängig wäre, der merkwürdige Fall ergeben, daß der Ausdruck für den hydrodynamischen Druck gleichfalls vieldeutig würde. Auf diesen mir schon vor längerer Zeit von meinem Freunde V. Bjerknes brieflich gemachten Einwand hatte ich zur Zeit nur antworten können, daß der hydrodynamische Druck in einer idealen inkompressiblen Flüssigkeit die Realität verliert, welche er für zusammendrückbare Flüssigkeiten besitzt, und daß sich jedenfalls diese Schwierigkeit heben läßt, wenn man von einem ideal unzusammendrückbaren Medium zu wirklichen Flüssigkeiten übergeht bzw. überhaupt die Eigenschaften des Zwischenmediums ein wenig abändert; jedenfalls ist bei den gewöhnlichen Annahmen der Hydrodynamik wiederum nur eine konstante Wirbelgeschwindigkeit zu rechtfertigen.

Der Ausweg aus diesem Dilemma ist nun darin zu finden, daß die Wirbelringe gleichzeitig als pulsierend anzusehen sind, daß also die Radien R der Ringe von der Form sind

$$R = R_0 \pm \varepsilon \sin\frac{t}{T} 2\pi, \tag{4}$$

und daß die Größen c als sehr große konstante Drehungsgeschwindigkeiten angenommen werden. Jeder elektrische Stromring soll aus zwei nahe aneinander liegenden pulsierenden Wirbelringen von entgegengesetzter Pulsation und entgegengesetzter Wirbelgeschwindigkeit angesehen werden.

Die Geschwindigkeiten, welche in dem Außenmedium durch ein solches Paar von Wirbelringen hervorgebracht werden, sind dann in erster Annäherung

$$\left.\begin{aligned} u = &\left[\frac{1}{2}c\left\{R_0 + \varepsilon\sin\frac{t}{T}2\pi\right\}^2 - \frac{1}{2}c\left\{R_0 - \varepsilon\sin\frac{t}{T}2\pi\right\}^2\right] \\ &\int_s \frac{\cos(sy)\cos(rz) - \cos(sz)\cos(ry)}{r^2}\,ds, \end{aligned}\right| \tag{5}$$

so daß also nur die mit dem Faktor

$$\sin \frac{t}{T} 2\pi$$

behafteten Glieder für die Wirkung nach außen in Betracht kommen.

Die Untersuchung über die Vieldeutigkeit des Geschwindigkeitspotentials im Außenraume ergibt dann auch, daß die Schwierigkeit bezüglich der Vieldeutigkeit des Ausdruckes für den hydrodynamischen Druck fortfällt.

Mit Rücksicht auf die prinzipielle Frage, wie solche Paare von Wirbelringen entstehen können, möchte ich hier nur kurz auf meine Annahme des universellen Dralles verweisen, nach welcher in einem nicht wirbellosen Felde jede translatorische Bewegung mit einer Wirbelbewegung um eine der Richtung der ersteren parallele Achse verbunden ist; das ist in meinen Theorien kein neues Prinzip, sondern eine Anfangsbedingung; wenn die Bedingung überall zu irgendeiner Anfangszeit erfüllt ist, bleibt sie, wie die Bedingung der Wirbellosigkeit, bestehen. Wenn sich in einem Ringe positiv elektrische Teilchen in der einen, negativ elektrische Teilchen in der entgegengesetzten Richtung bewegen, so entsteht dann ein Paar von Wirbelringen, wie wir sie oben betrachtet haben.

Die kurze hier gegebene Untersuchung bezieht sich zunächst nur auf geschlossene Ströme, doch kann dieselbe auch verallgemeinert werden. Ich werde hierauf bei der systematischen Veröffentlichung meiner Theorie, welche sich vor allem auf die Voraussetzung des universellen Dralles[1]) und das Prinzip der Individualität[2]) stützt, weiter eingehen.

Die pulsierenden Wirbelringe werden neben den pulsierenden Teilchen stets wichtige Elemente jeder mechanischen Theorie der Naturerscheinungen sein.

1) Ber. d. D. Phys. Ges. 1911, S. 249—256; in den Definitionsformeln (6) daselbst sind auf der linken Seite die Geschwindigkeiten u, v, w mit der Dichte μ zu multiplizieren, was eine entsprechende Änderung der Formeln (8) und (9) daselbst zur Folge hat.

2) Ber. d. D. Phys. Ges. 1913, S. 924—928.

(Eingegangen 27. Mai 1916.)

BESPRECHUNGEN.

F. Voltz, Röntgenstrahl-Meßeinrichtungen und deren Vergleich. Fortschritte auf dem Gebiete der Röntgenstrahlen Bd. XXIII, S. 465, 1915. Hamburg, Lucas Gräfe & Sillem.

In der vorliegenden ausführlichen Besprechung der Grundlagen der Meßtechnik im Röntgenwesen versucht der Verfasser die verschiedenen Meßmethoden gegeneinander abzuwägen. Zur Lösung der beiden Hauptaufgaben, der Bestimmung der Strahlenhärte und der Strahlenmenge, gibt es eine außerordentlich große Anzahl von Methoden und zwar mehr als 10 Härtemeßmethoden und mehr als 20 Dosierungsmethoden. Wenn sie alle auf richtigen Prinzipien beruhten, so wäre die große Zahl kein Fehler. Da das aber nicht der Fall ist, und da eine jede von ihnen eine andere Skala benutzt, so ist das Durcheinander auf diesem Gebiet unbeschreiblich. Es ist daher nur natürlich, daß immer wieder Stimmen laut werden, die eine Einheitlichkeit anstreben und endgültig Ordnung schaffen wollen. Diese Forderungen sind besonders häufig wiederholt worden, nachdem das Wesen der Röntgenstrahlen klar gestellt und damit eine Grundlage geschaffen worden ist, auf der in wissenschaftlich einwandfreier Weise aufgebaut werden kann. An diesem Beispiel sieht man so deutlich, wie nur selten, in welcher Weise neue physikalische Forschungen die Technik beeinflussen und Lösungen zeigen können, die bisher absolut unerreichbar waren. Allerdings sind heute erst Ansätze vorhanden und unter ihnen ist die vorliegende Arbeit eine der wichtigsten. Dem Physiker, den bisher nur die Physik der Röntgenstrahlen beschäftigt hat, und der sich über die hier in Frage kommenden Sonderaufgaben der praktischen Röntgentechnik unterrichten will, wird die Arbeit einen guten Überblick über das Gebiet geben. Sie will aber nicht nur zusammenfassen, sondern auch die Wege weisen, auf denen eine Lösung zu erreichen ist und stellt zum Schluß eine Anzahl Forderungen auf, auf Grund deren einwandfreie Messungen von Härte und Menge der Strahlen möglich sind. Das behandelte Gebiet muß deswegen den Physiker besonders interessieren, weil nur mit seiner Hilfe eine Vereinheitlichung durchführbar ist, und weil es eine Aufgabe der nächsten Röntgenkongresse sein wird, zu diesem Zwecke eine Kommission von Fachleuten zu wählen.

P. Ludewig.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Universität Tübingen Dr. Walter Gerlach für Physik, an der Technischen Hochschule Aachen Dr. A. Oppé für organische Chemie, speziell für theoretische Chemie.

Verliehen: Dem etatsmäßigen Professor für Mathematik und technische Mechanik an der Bergakademie Berlin und Rechnungsführer der Deutschen Physikalischen Gesellschaft Dr. Eugen Jahnke der Titel Geheimer Bergrat.

Preise: Der Liebenpreis der Wiener Akademie der Wissenschaften Privatdozent für Physik Dr. Fritz Paneth von der Universität Wien, der Haitingerpreis derselben Akademie dem Privatdozenten für physikalische Chemie an der Universität Wien und a. o. Professor für physikalische Chemie und Elektrochemie an der Technischen Hochschule daselbst Dr. Emil Abel.

Gestorben: Der ord. Professor der Experimentalphysik an der Universität Halle Geh. Regierungsrat Dr. Ernst Dorn.

Für die Schriftleitung verantwortlich Professor Dr. H. Th. Simon in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.